

Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Зміна турбулентних процесів у нижній термосфері при проходженні внутрішніх гравітаційних хвиль

Проведено моделювання впливу внутрішніх гравітаційних хвиль (ВГХ) на розвиток та інтенсифікацію турбулентності на висотах мезопаузи та нижньої термосфери. Розглядається поширення ВГХ в горизонтально стратифікованій неізотермічній атмосфері. Порівнюються коефіцієнти турбулентності при фонових значеннях температури і вітру та з урахуванням збурень параметрів атмосфери при проходженні хвилі. За фонові значення температури і вітру бралися значення, отримані супутником UARS. Відмічається зміна коефіцієнтів турбулентної в'язкості і температуропровідності в порівняно тонких шарах атмосфери при проходженні ВГХ.

ВСТУП

Робота проведена в рамках інтерпретації експериментальних результатів, отриманих при аналізі супутникових спостережень температури і системи вітрів над областями сильних землетрусів [7]. Спостережене збільшення температури в області мезопаузи і її зменшення вище даної області над землетрусами можна пояснити підсиленням турбулентності. Турбулентність нижньої термосфери, з одного боку, може зумовити перенос тепла (а значить і охолодження термосфери), а з іншого — викликати нагрівання газу за рахунок дисипації кінетичної енергії турбулентних рухів. Наявність внутрішніх гравітаційних хвиль (ВГХ) в даній області може призвести до зміни (виникнення) турбулентності. Джерелами ВГХ в епіцентральної області можуть бути довгоперіодичні коливання земної кори, нестационарне газовиділення, локальний парниковий ефект [6]. Одним із проявів сейсмічної активності є холодна дегазація Землі [2]. Подрібнення окремих блоків земної кори при активізації їхнього відносного руху призводить до збільшення тріщинуватості, а отже, і збільшення кількості газів, які виділяються в приземний шар атмосфери. Серед цих газів є значна кількість парникових — CO_2 , CH_4 тощо. Підвищення їхньої концентрації в області землетрусу призводить до утворення локального парникового ефекту, і локального нагрівання

приземного шару атмосфери. Така теплова аномалія, при досить ефективній модуляції, наприклад, сейсмогравітаційними пульсаціями Землі [8], може бути джерелом ВГХ [5].

ЗМІНИ ПАРАМЕТРІВ ТУРБУЛЕНТНОСТІ ПРИ ПРОХОДЖЕННІ ВГХ

Розповсюджуючись вгору в адіабатичному режимі, ВГХ нарощує свою амплітуду по мірі зменшення густини атмосфери [10]. На висотах біля 100 км умови адіабатичності розповсюдження хвилі порушуються. Такий ефект найчастіше призводить до утворення порівняно тонких турбулентних шарів [14, 15]. В тропосфері час життя таких шарів великий, і вони можуть існувати довго після «виключення» хвильового джерела турбулізації.

За оцінку часу виродження турбулентності приймають $\tau_t \sim e_T/\varepsilon_d$, де e_T — густина турбулентної енергії, ε_d — питома швидкість в'язкої дисипації турбулентної енергії. За даними [11] на висотах 90—110 км для маломасштабної турбулентності $e_T \approx 20\text{—}50 \text{ м}^2/\text{с}^2$ і $\varepsilon_d \approx 0.5\text{—}1 \text{ м}^3/\text{с}^3$, тому $\tau_t \sim 20\text{—}100$ с. Час розвитку турбулентності — $e_T/\varepsilon_s \sim e_T/\varepsilon_d \sim \tau_t$, оскільки $\varepsilon_s \sim \varepsilon_d$, (де ε_s — швидкість передачі енергії від середнього потоку до турбулентних вихорів за рахунок зсуву швидкості).

Тому при розгляді турбулізуючого впливу припливів і низькочастотних ВГХ вважають, що турбулентність встигає пристосуватися до повільно змінних хвильових профілів вітру і температури.

Для чисельних розрахунків зміни турбулентності на висотах мезопаузи використовувалися спектральні рівняння турбулентності. В роботах [9, 12] із використанням стаціонарних рівнянь для спектральних функцій ізотропних турбулентних полів швидкості і температури в термічно стратифікованій атмосфері при наявності сили тяжіння і напівемпіричних положень Ламлі — Шура отримано вирази для феноменологічних коефіцієнтів турбулентної в'язкості $K_v(k)$ і температуропровідності $K_T(k)$, які створюються сукупністю вихорів із хвильовими числами в діапазоні від k_0 до k_η :

$$K_v = C_u \Omega [k_0^{-4/3} - k_\eta^{-4/3}]^{3/2}, \quad (1)$$

$$K_T = K_v \text{Pr}^{-1}. \quad (2)$$

Тут Pr — турбулентне число Прандтля ($\text{Pr} = C_u/C_T$, C_u , C_T — константи), Ω визначається формулою

$$\Omega^2 = C_u (\partial \bar{u} / \partial z)^2 - C_T g \bar{T}^{-1} (\partial \bar{T} / \partial z + g/c_p),$$

де $\partial \bar{u} / \partial z$, $\partial \bar{T} / \partial z$ — зміни швидкості вітру і температури з висотою, g — прискорення вільного падіння, c_p — теплоємність при постійному тиску.

Область спектру розвиненої турбулентності («інерційний інтервал») лежить в діапазоні $k_0 \ll k \ll k_\eta$, де $k_0 = 2\pi(L_0)^{-1}$. Просторові масштаби турбулентності не більші від товщини шару L_0 (в іоносфері це значення 10—20 км [14]). В атмосфері k_η спадає з висотою, і залежну від висоти границю інерційного інтервалу визначають із співвідношення [14]

$$k_\eta = \frac{1}{8} \left[g \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial z} + \frac{g}{c_p} \right) \frac{1}{\nu T} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

де кінематичний коефіцієнт в'язкості ν визначався за формулою

$$\nu = \mu / \rho, \mu = k_0' T_0^{2/3} / M [0.25(9\gamma - 5)c_v], \quad (4)$$

де $k_0' = 0.015$, T_0 — фонові температура, M — середня молекулярна маса повітря, C_v — теплоємність при постійному об'ємі.

Вплив вертикальних зсувів вітру і температури на турбулентний режим у приведених вище співвідношеннях описується величиною Ω , що входить до рівнянь (1)—(3). Ці формули мають фізичний зміст лише при $\Omega^2 > 0$, що відповідає умові $\text{Rf} < 1$,

де $\text{Rf} = \text{Ri} / \text{Pr}$, і $\text{Ri} = g \bar{T}^{-1} (\partial \bar{T} / \partial z + g/c_p) / (\partial \bar{u} / \partial z)^2$ — динамічне і градієнтне число Річардсона відповідно.

При наявності хвилі \bar{u} та T представляють у вигляді $\bar{u} = U_0 + U$, $T = T_0 + T'$, де U_0 , T_0 — фонові значення; U , T' — хвильові складові. Тоді вираз для Ω має вигляд [12]:

$$\Omega^2 = C_u \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 \left(1 - \frac{\text{Ri}}{\text{Pr}} \right), \quad (5)$$

$$\text{Ri} = \frac{g [\partial(T_0 + T') / \partial z + g/c_p]}{T (\partial \bar{u} / \partial z)^2},$$

Отже, щоб визначити вплив ВГХ на турбулентність, потрібно знати зміни вітру і температури, викликані проходженням внутрішніх гравітаційних хвиль.

ВПЛИВ ВНУТРІШНІХ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ НА ПАРАМЕТРИ АТМОСФЕРИ

У стратифікованій атмосфері на великих висотах визначальну роль у формуванні вертикальної структури ВГХ відіграють молекулярна в'язкість та теплопровідність. В нижній атмосфері цими дисипативними процесами можна знехтувати, принаймні до висот 120 км [1]. Тому розглядалися рівняння гідродинаміки для неізотермічної атмосфери без врахування в'язкості і теплопровідності (для спрощення розглядалася двовимірною задачею $v = v(U(x, z)W(x, z))$, де U , W — горизонтальна і вертикальна складові).

Вважаючи, що в незбуреному стані нейтральна атмосфера горизонтально стратифікована, ми розбивали її на ряд тонких ізотермічних шарів. В кожному такому шарі характеристики гравітаційних хвиль описуються дисперсійним рівнянням [10]:

$$k_z^2 = (\omega_g^2 / \omega^2) k_x^2 - k_x^2 - 1/4H^2 + \omega^2 / C_s^2, \quad (6)$$

де k_x і k_z — горизонтальні і вертикальні хвильові числа, осі z і x напрямлені в зеніт і на південь відповідно, ω — кутова частота хвилі, C_s — швидкість звуку, γ — відношення питомих теплоємностей при постійному тиску і постійному об'ємі, $\omega_g^2 = (\gamma - 1)g^2 / C_s^2$ — частота Брента—Вяйсяля.

Крім того, мають місце поляризаційні співвідношення:

$$\frac{U}{X} = \frac{W}{Z} = \frac{T'}{T_0 \Theta} \propto \exp(i\omega t - ik_x x - ik_z z + z/2H), \quad (7)$$

де

$$X = \omega k_x C_s^2 (k_z - i(1 - \gamma/2)g/C_s^2),$$

$$Z = \omega(\omega^2 - k_x^2 C_s^2),$$

$$\Theta = (\gamma - 1) \{ \omega^2 k_z - ig[k_x^2 - \gamma\omega^2/2C_s^2] \}.$$

Для шару з номером n вертикальна швидкість частинок у хвилі визначалась за формулою

$$W_{z_n} = W_n \exp[(z - z_n)/2H_n] \exp[i\omega t - k_x x - k_{z_n}(z - z_n)], \quad (8)$$

де W_n — комплексна стала, $z_{n+1} - z_n = h$; h — крок по висоті (товщина ізотермічного шару). Для розрахунків використовувалося значення $h = 100$ м. Розв'язки в сусідніх шарах зшивалися умовою рівності вертикальних зміщень на границі між шарами, що еквівалентно умові $W_{z_{n+1}} = W_{z_n}$. Тому за заданим значенням вертикальної швидкості частинок на нижній границі і для заданих ω і k_x можна розрахувати значення вертикальної швидкості в усіх шарах. А використовуючи поляризаційні співвідношення (7), можемо визначити усі параметри хвилі, зокрема T' та U . Найбільший турбулізуючий вплив мають короткі ВГХ $k_x^2 \gg 1/4H^2$. Початкове значення приймалося таким чином, щоб на висоті 120 км, де спостерігаються рухомі іоносферні збурення, величина збурення вертикального вітру складала 5 м/с [16]. Для розрахунків використовувалися значення $W_{z_0} = 0.001$ м/с, $k_x = 3 \cdot 10^{-5}$ м⁻¹, $T = 60$ хв і $T = 90$ хв.

Фонові значення температури для розрахунку збурень вітру і температури, викликані проходженням ВГХ, взято з моделі CIRA-72 [13].

Розраховані вертикальні структури збурень горизонтальної складової швидкості вітру U та температури T' приведено на рис. 1.

МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ ВГХ НА ПАРАМЕТРИ ФОНОВОЇ ТУРБУЛЕНТНОСТІ

Для знаходження коефіцієнтів турбулентної в'язкості $K_v(k)$ і температуропровідності $K_T(k)$ використовувалися значення температури і вітру, виміряні на супутнику UARS (U_0 і T_0) та отримані значення збурених параметрів атмосфери при проходженні ВГХ. Точки, що відповідають спостережним даним, були згладжені за допомогою інтерполяції сплайнами. Використані для аналізу графіки значень температури і вітру приведені на рис. 2.

Значення коефіцієнта турбулентної в'язкості K_v приведено на рис. 3. Для розрахунків використовувалося значення числа Прандтля $Pr = 6$, та $Cu = 0.1$.

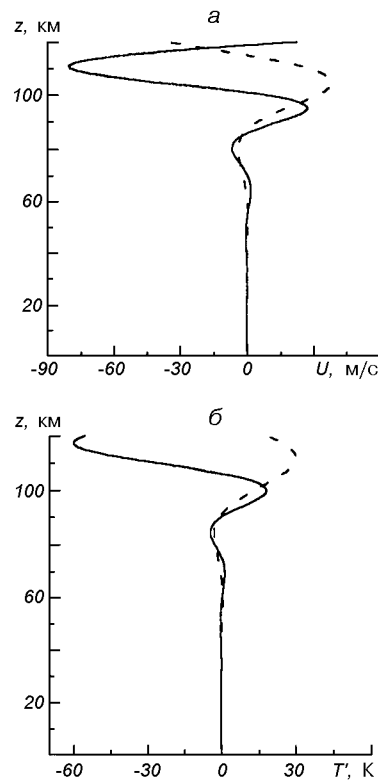


Рис. 1. Висотні профілі збурень температури та горизонтальної швидкості нейтрального газу при проходженні хвилі для періоду $T = 90$ хв (суцільна крива), та $T = 60$ хв (штрихова крива) в момент часу $t = t_0 + T/2$.

Як видно з рис. 3, ВГХ можуть як змінювати турбулентні рухи в тонких шарах атмосфери (розміри 3—5 км), так і викликати їх (рис. 3, в). Також виявилось, що чисельне значення коефіцієнтів турбулентності залежить і від того, які масштаби турбулентності розглядаються.

ВИСНОВКИ

Серед отриманих результатів можна відмітити зміну коефіцієнтів турбулентної в'язкості і температуропровідності при проходженні ВГХ. Підсилення турбулентних рухів на рівні мезопаузи та нижньої термосфери інтенсифікує процеси турбулентного переносу, що в умовах значних вертикальних градієнтів температури призводить до реконструкції термічної та хімічної структури атмосфери. Модельні розрахунки [3, 4] показали, що в нижній термосфері ($h < 100$ — 105 км) при збільшенні інтенсивності турбулентних рухів температура атмосфе-

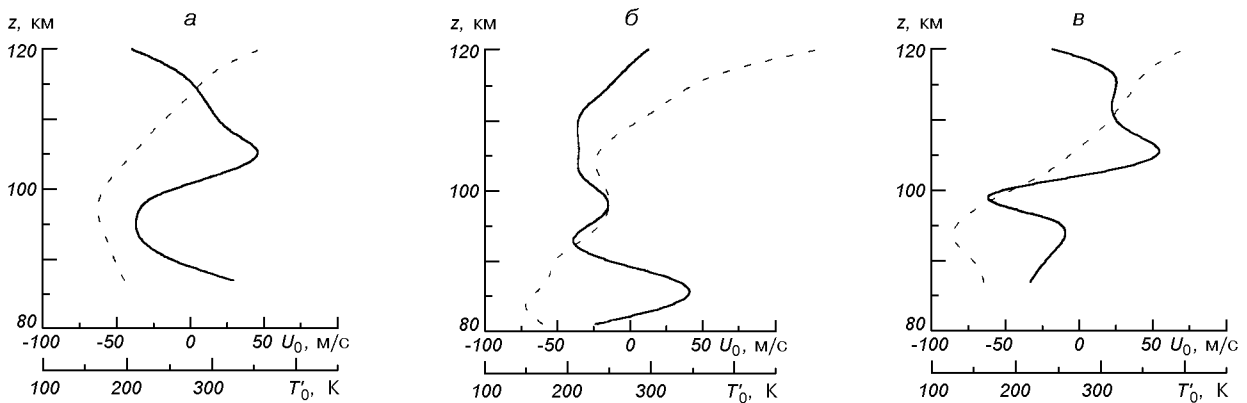


Рис. 2. Висотні профілі вітру (суцільна крива) і температури (штрихова крива), отримані супутником UARS над областями: а) $\varphi = 0^\circ$, $\lambda = 140.30^\circ$, 24/10/1992, б) $\varphi = 36^\circ$, $\lambda = 137.24^\circ$, 25/10/1992, в) $\varphi = 4^\circ$, $\lambda = 146.35^\circ$, 26/11/1992

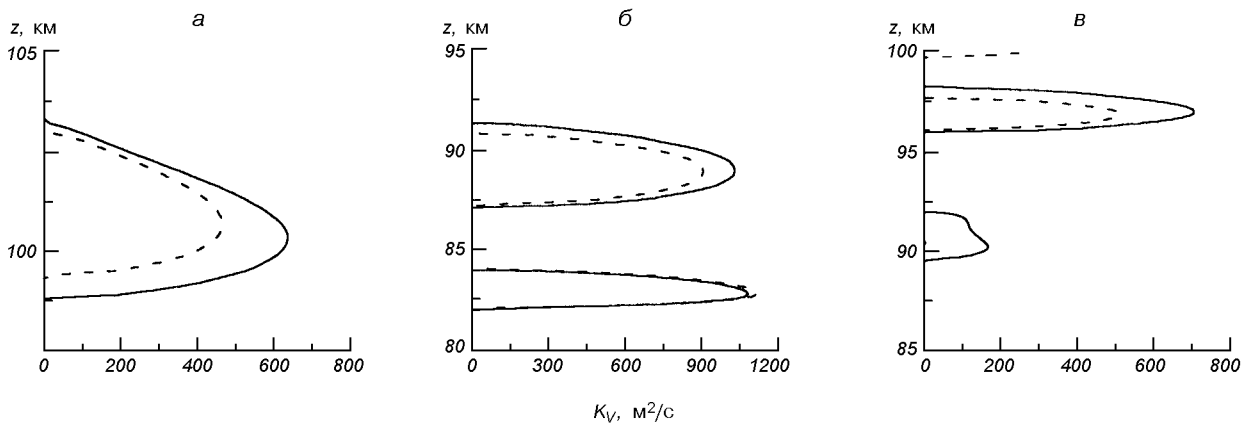


Рис. 3. Значення турбулентної в'язкості K_v (m^2/c). Штрихова крива відповідає значенню K_v при фонових значеннях температури і вітру, розглянутих на рис. 2. Суцільна — значенням K_v із врахуванням збурень, викликаних хвилею: а) для значень хвилі з періодом $T = 60$ і $t = t_0 + T/2$, б) — для значень хвилі з періодом $T = 60$ і $t = t_0 + T$, в) — для значень хвилі з періодом $T = 90$ і $t = t_0 + T/2$

ри збільшується, а на $h \geq 105$ км — зменшується. Дані супутникових спостережень температурних змін над осередками землетрусів показали переважно саме такий характер реконструкції висотних температурних профілів [7], підтвердивши тим самим концепцію турбулентної інтенсифікації на висотах мезопаузи та нижньої термосфери.

Робота виконана при частковій підтримці INTAS грант № 99-0078 і INTAS-CNES грант № 97-1769.

1. Блингмайер Е. Р., Ивановский А. И., Погорельцев А. И. Формирование вертикальной структуры акустико-гравитационных волн процессами молекулярной вязкости и теплопроводности // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1990.—26, № 7.—С. 682—692.
2. Войтов Г. И., Добровольский И. И. Химические и изотропно-углеродные нестабильности потоков природных газов в

- сейсмически активных областях // Физика Земли.—1994.—№ 3.—С. 20—31.
3. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н. О роли турбулентности и инфракрасного излучения в тепловом балансе нижней термосферы. Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982.—С. 29—47.—(Труды ФИАН, Т. 130).
4. Гордиец Б. Ф., Куликов Ю. Н., Марков М. Н., Маров М. Я. Численное моделирование нагрева и охлаждения газа в околоземном космическом пространстве. Инфракрасная спектроскопия космического вещества и свойства среды в космосе / Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982.—С. 3—28.—(Труды ФИАН, Т. 130).
5. Гохберг М. Б., Некрасов А. К., Шалимов С. Л. О влиянии нестабильного выхода парниковых газов в сейсмически активных регионах на ионосферу // Физика Земли.—1996, № 8.—С. 52—55.
6. Гохберг М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журнал наук о Земле.—2000.—2, № 1.—С. 3—26.
7. Дзюбенко Н. И., Ивченко В. Н., Козак Л. В. Вариации температуры над очагами землетрясений по измерениям

- спутника UARS // Космічна наука і технологія.—2001.—7, № 5/6.—С. 94—99.
8. Линьков Е. М., Петрова Л. Н., Осипов К. С. Сейсмогравитационные колебания Земли и связанные с ними возмущения атмосферы // Докл. АН СССР.—1990.—313, № 5.—С. 1095—1098.
 9. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. — М.: Наука, 1965.—Ч. 2.—639 с.
 10. Хайнс К. О. Атмосферные гравитационные волны. Термосферная циркуляция. — М.: Мир, 1975.—С. 85—99.
 11. Хананьян А. А. Экспериментальные оценки характеристик мелкомасштабной турбулентности в средней атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1988.—24, № 1.—С. 95—98.
 12. Юдин В. А., Гаврилов Н. М. Полуэмпирическая модель замыкания системы уравнений для гравитационных волн и мелкомасштабной турбулентности в верхней атмосфере // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.—1989.—25, № 10.—С. 1026—1032.
 13. CIRA-72: COSPAR International Reference Atmosphere. — Berlin: Akademie-Verlag, 1972.—450 p.
 14. Hocking W. K. Turbulence in the altitude region 80—120 km // Adv. Space Res.—1990.—10, N 12.—P. 153—161.
 15. Hodges R. R. Jr. Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves // J. Geophys. Res.—1969.—74.—P. 4087—4090.
 16. Yamamoto Mamoru, Tsuda Toshitaka, Kato Susumu, et al. A saturated inertia gravity wave in the mesosphere observed by the middle and upper atmosphere radar // J. Geophys. Res.—1987.—92.—P. 11993—11999.

**CHANGES OF TURBULENCE PROCESSES
IN THERMOSPHERE IN THE PASSAGE
OF INNER GRAVITY WAVES**

L. V. Kozak

We modelled the influence of inner gravity waves (IGW) on the turbulence intensification at the mesopause and lower thermosphere heights. The propagation of IGW in the horizontally stratificated non-isothermal atmosphere is considered. We compared the turbulence coefficients both for the temperature and wind background values and when the disturbances of atmosphere parameters in the passage of a wave were taken into account. The UARS satellite data were taken as the temperature and wind background values. We noted the changes of the coefficients of turbulent viscosity and temperature conductivity in moderately thin layers of the atmosphere in the passage of IGW.