

УДК 551.510

С. Г. Пилипенко, Л. В. Козак

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

АНАЛІЗ ПОШИРЕННЯ ТА ЗАТУХАННЯ АТМОСФЕРНИХ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ

Вивчається поширення атмосферних гравітаційних хвиль в неізотермічній безвітряній атмосфері із врахуванням в'язкості та теплопровідності. Визначено, що при розглянутих характеристиках максимум амплітуди атмосферних гравітаційних хвиль відповідає висотам біля 90 км (рівень мезопаузи). Визначальним фактором затухання і поширення хвилі виявився вертикальний градієнт температури. Від коефіцієнтів в'язкості й теплопровідності амплітуда хвиль залежить слабо. Теоретичні зміни температури на висотах мезопаузи порівнюються зі змінами температури над ураганами Вілма, Хайтанг, Катріна, отриманими при аналізі вимірів супутника TIMED.

ВСТУП

На сьогоднішній день є багато спостережних доказів наявності атмосферних гравітаційних хвиль (АГХ) у нейтральній атмосфері Землі. Серед них можна виділити: хвильові структури на тропосферних та сріблястих хмарах, варіації приземного тиску на мікробарограмах, хвильові варіації вмісту озону й інших домішок у середній атмосфері, хвильові структури, отримані методами радіозондування іоносфери та ін. [1, 3, 12].

Серед десятків можливих джерел генерації АГХ найпотужнішими є: тропосферні циклони та фронтальні системи, сонячний термінатор, урагани, грози, ядерні випробування, великомасштабні техногенні катастрофи, землетруси, виверження вулканів, надзвуковий політ ракет і т. д.

Спектр гравітаційних хвиль в атмосфері дуже широкий. Вони можуть мати періоди від декількох хвилин до десятків годин (рис. 1).

При поширенні АГХ вгору в адіабатичному режимі по мірі зменшення густини амплітуда хвилі збільшується [2, 5], а умова адіабатичності порушується. Такий ефект найчастіше призводить до втрати стійкості хвиль. Їхня дисипація чи руйнування розпочинається із швидкого збільшення амплітуди коливань, після якого «гребні» пере-

кидаються та перетворюються у систему великих вихорів. Таким чином, утворюються порівняно тонкі турбулентні шари, які в основному спостерігаються в областях із сильно викривленими вертикальними профілями температури і швидкості вітру. У тропосфері час життя таких шарів великий, і вони можуть існувати ще довго після «виключення» хвильового джерела турбулізації [4, 9].

Крім того, у реальній атмосфері поширення АГХ ускладнюється рефракцією, дисипацією і відбиттям від земної поверхні. Густина енергії хвиль може зменшуватися через геометричне розходження, заломлення та дисипацію. Дисипація енергії хвиль зумовлюється різними фізичними процесами: молекулярна в'язкість атмосфери, теплопровідність, іонне гальмування, радіаційні процеси [11, 14]. При цьому вплив турбулентності на великомасштабні хвильові рухи нагадує дію молекулярної в'язкості та теплопровідності. Вона породжує ефективну атмосферну «вихрову» в'язкість і теплопровідність, які на кілька порядків більші, ніж відповідні молекулярні величини [2, 10].

Незважаючи на велику кількість робіт, дотепер немає чіткої ясності, які механізми затухання хвиль домінують на різних висотах. Потрібно відзначити, що питання про нестійкість, насичення, руйнування АГХ досить жваво диску-

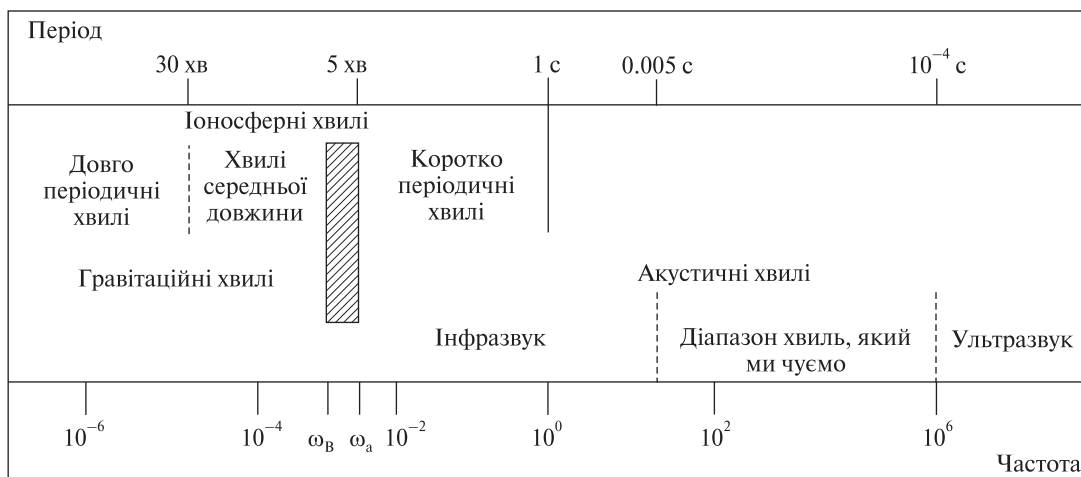


Рис. 1. Класифікація атмосферних гравітаційних хвиль

тується у науковій літературі на основі лінійної, квазілінійної і нелінійної теорій, оскільки постійна зміна параметрів атмосфери, її неоднорідність та інші чинники не дозволяють однозначно вирішити питання про поширення даних хвиль.

Останнім часом завдяки прогресу обчислювальної техніки з'явилась можливість модельно врахувати всі основні фактори, які впливають на поширення АГХ в реальному дисипативному середовищі. Саме це і є основною метою даної роботи.

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПОШИРЕННЯ ТА ЗАТУХАННЯ АТМОСФЕРНИХ ГРАВІТАЦІЙНИХ ХВИЛЬ

При моделюванні поширення АГХ в атмосфері за основу взято метод розв'язку рівнянь Нав'є–Стокса (див. [6, 7]). Даний метод подібний до багат шарових методів, вперше розглянутих Майдглі та Волландом в роботах [13, 15, 16]. В неоднорідній атмосфері атмосферно-гравітаційні хвилі втрачають енергію або за рахунок власного згасання, або шляхом перерозподілу енергії з дисипативними процесами (в'язкість, теплопровідність та ін.). Обчислення [13] базуються на тому, що в нижній атмосфері перерозподіл між гравітаційними хвилями та дисипативними процесами є настільки малим, що загальне поле хвиль можна представити тільки гравітаційними складовими. При цьому в аналізі викорис-

товується ітераційний метод, який базується на властивості дисипативних процесів згасати набагато швидше атмосферно-гравітаційних хвиль. В роботах [15, 16] показано, що в'язкість і теплопровідність можуть відігравати суттєву роль на великих висотах. При цьому припускається, що розв'язок, в якому домінують гравітаційні хвилі в низькій атмосфері, залишається домінуючим і на великих висотах.

При вивченні поширення АГХ знехтувано електричним полем [2, 17].

В даній роботі розглядаються рівняння Нав'є–Стокса з урахуванням дисипативних процесів. При цьому атмосфера представляється у вигляді однорідних шарів, де температура T_0 , маса M , адіабатична стала γ , прискорення вільного падіння g , відношення коефіцієнта в'язкості до густини μ/ρ_0 та відношення коефіцієнта теплопровідності до густини (λ/ρ_0) є сталими. Вихідною для розрахунків є лінеаризована відносно незбуреного фонового стану система рівнянь

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial u_i'}{\partial t} = & -\frac{\partial p'}{\partial x_i} + \rho' g_i + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u}' \right) \right] - \\ & - \sigma_p B^2 \cdot [u_i' - b_i (\mathbf{u}' \cdot \mathbf{b})], \\ \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{u}') = & 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\rho_0 R}{(\gamma-1)M} \frac{\partial T'}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T') - \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{u}'.$$

Тут u', p', ρ' — збурені величини швидкості, тиску та густини, викликані проходженням хвилі, σ_p — провідність, R — універсальна газова стала, B — індукція магнітного поля, а $\mathbf{b} \equiv (b_1, b_2, b_3)$ — одиничний вектор індукції магнітного поля. Крім того,

$$p' = \frac{\rho' RT_0}{M} + \frac{\rho_0 RT'}{M}.$$

Розв'язок будемо шукати в вигляді плоскої хвилі

$$\frac{p'}{A_p} = \frac{T'}{A_T} = \frac{u'_z}{A_z} = \frac{u'_x}{A_x} \propto$$

$$\propto \exp(i\omega t - ik_x x - ik_z z + z/2H). \quad (2)$$

При цьому A_p, A_T, A_z і A_x — це коефіцієнти пропорційності, а комплексний горизонтальний хвильовий вектор k_x і дійсна частота ω — стали вздовж всієї атмосфери, тому що навколишня атмосфера не залежить від x та t . Комплексне ж вертикальне хвильове число k_z змінюється від шару до шару. При розрахунках вважаємо, що магнітне поле має складові як по осі z , так і по осі x , тобто ($\sigma_p \neq 0$). Розв'язок у вигляді (2) спрощує диференціальні рівняння (1) до системи алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{pmatrix} 1 & k - i\alpha & -1 & 1 \\ 1 & k & 0 & -(\gamma-1)^{-1} + \nu R \\ 4\eta - \beta - 3i\eta\alpha k + & \eta k - 3i\eta\alpha & 1 & 0 \\ +3\eta k^2 + i\sigma\beta(1 - b_1^2) & & & \\ 2i\eta\alpha + \eta k & -\beta - 4i\eta\alpha k + 4\eta k^2 + & k & -i\alpha \\ +3\eta + i\sigma\beta(1 - b_3^2) & & & \end{pmatrix} \times$$

$$\begin{pmatrix} \frac{k_x u'_x}{\omega} \\ \frac{k_z u'_z}{\omega} \\ \frac{p'}{p_0} \\ \frac{T'}{T_0} \end{pmatrix} = 0.$$

Тут використано безрозмірні параметри:

$$k = [k_z + i/(2H)]/k_x, \quad R = k^2 - i\alpha k + 1,$$

$$\alpha = 1/(k_x H), \quad \beta = \omega^2 / (gk_x^2 H), \quad \eta = i\omega\mu / (3p_0),$$

$$\nu = i\lambda T_0 k_x^2 / (\omega p_0), \quad \sigma = \sigma_p B^2 / (\rho_0 \omega).$$

Коефіцієнт в'язкості μ і коефіцієнт теплопровідності λ задаються через концентрації основних складових атмосфери

$$\mu = \frac{\sqrt{KT}}{\sqrt{6}} \left[\frac{n_{N_2} \sqrt{m_{N_2}}}{n_{N_2} \sigma_{11} + n_O \sigma_{12} + n_O \sigma_{13}} + \frac{n_O \sqrt{m_O}}{n_O \sigma_{22} + n_{N_2} \sigma_{21} + n_{O_2} \sigma_{23}} + \frac{n_{O_2} \sqrt{m_{O_2}}}{n_O \sigma_{32} + n_{N_2} \sigma_{31} + n_{O_2} \sigma_{33}} \right],$$

$$\lambda = A \cdot C_v \cdot \mu,$$

де $\sigma_{ij} = \pi(r_i + r_j)^2$ — площа ефективного перерізу, C_v — питома теплоємність при постійному об'ємі.

Система алгебраїчних рівнянь має нетривіальний розв'язок, якщо детермінант матриці коефіцієнтів дорівнює нулю. Тоді отримаємо дисперсійне співвідношення

$$C_3 R^3 + C_2 R^2 + C_1 R + C_0 = 0. \quad (3)$$

Тут

$$\begin{aligned} C_3 &= -3\eta\nu(1+4\eta), \\ C_2 &= \frac{3\eta\nu(1+4\eta)}{\gamma-1} + \nu\beta(1+7\eta) + 3\eta - \\ &\quad - i\sigma\beta\nu \left[(1+4\eta)(1-b_1^2) + 3\eta(1-b_3^2) \right], \\ C_1 &= - \left[\beta^2 - 2\eta\alpha^2(1+3\eta) \right] \nu - \frac{\beta(1+7\eta)}{\gamma-1} - \beta + \\ &\quad + i\sigma\beta(1-b_1^2) \left[\frac{\gamma+4\eta}{\gamma-1} + \nu(1+\eta+\beta) \right] + \\ &\quad + i\sigma\beta(1-b_3^2) \left[\frac{3\eta}{\gamma-1} - \nu(1+\eta-\beta) \right], \\ C_0 &= \frac{\beta^2 - 2\eta\alpha^2(1+3\eta)}{\gamma-1} + \alpha^2(1+3\eta) + \\ &\quad + \frac{i\sigma\beta}{\gamma-1} \left[(1-b_3^2)(\gamma+\eta-\beta) - (1-b_1^2)(\gamma+\eta+\beta) \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Для заданої частоти ω та горизонтального хвильового числа k_x це дисперсійне співвідношення має три розв'язки для R і, таким чином, три розв'язки для k_z^2 . При цьому розв'язок для k_z^2 дає два значення вертикального хвильового числа, що відповідають хвилям, які підніма-

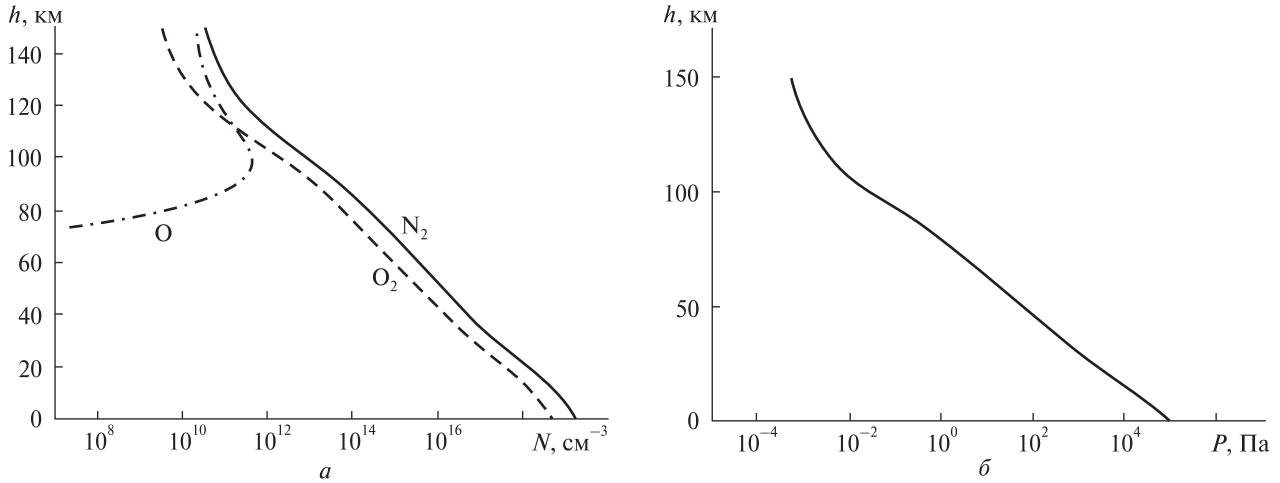


Рис. 2. Вертикальні профілі: a — концентрацій N основних складових атмосфери, b — атмосферного тиску P , розрахованого за допомогою моделі MSIS 90

ються та опускаються. Таким чином, хвильове поле в кожному шарі є суперпозицією двох атмосферно-гравітаційних хвиль. Хвилі в суміжних шарах пов'язуються умовою неперервності між шарами вертикальної швидкості та вертикального потоку імпульсу:

$$\begin{aligned} [u'_z]_{z_n^+} &= [u'_z]_{z_n^-} \\ \left[p' - \frac{u'_z p_0}{i\omega H} - \frac{4}{3}\mu \frac{\partial u'_z}{\partial z} - \frac{2}{3}i\mu k_x u'_x \right]_{z_n^+} &= \quad (5) \\ &= \left[p' - \frac{u'_z p_0}{i\omega H} - \frac{4}{3}\mu \frac{\partial u'_z}{\partial z} - \frac{2}{3}i\mu k_x u'_x \right]_{z_n^-} \end{aligned}$$

Співвідношення (5) отримані з лінеаризованого тензора потоку імпульсу першого порядку

$$\pi_{ij} = p'\delta_{ij} - \mu \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \nabla \cdot u' \right).$$

Зв'язки між різними змінними, які випливають із виразу (5), задовольняють поляризаційні співвідношення, що визначають відносні величини для кожної хвилі відповідно до розв'язку (2). При цьому параметри A_z , A_x , A_p і A_T визначаються за допомогою формул:

$$\begin{aligned} A_z &= b_1 \frac{\omega}{k_x} \left[(1+\eta)k - 2i\eta\alpha + \frac{k-i\alpha}{(\gamma-1)^{-1} - \nu R} \right] - \\ &- b_3 \frac{\omega}{k_x} \left[1 + \eta - \beta + 3\eta R + \frac{1}{(\gamma-1)^{-1} - \nu R} + i\sigma\beta(1-b_1^2) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} A_x &= b_3 \frac{\omega}{k_x} \left[(1+\eta)k - i\alpha(1+3\eta) + \frac{k}{(\gamma-1)^{-1} - \nu R} \right] - \\ &- b_1 \frac{\omega}{k_x} \left[(1+4\eta)R - \eta - \beta - 1 + \frac{R-1}{(\gamma-1)^{-1} - \nu R} + i\sigma\beta(1-b_3^2) \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$A_p = \frac{p_0 k_x}{\omega} [A_x + A_z(k - i\alpha)] + p_0 \frac{A_T}{T_0},$$

$$A_T = \frac{T_0 k_x}{\omega} \left[\frac{A_x + kA_z}{(\gamma-1)^{-1} - \nu R} \right], \quad b_1 = B_x / B; \quad b_3 = B_z / B.$$

Ці співвідношення показують, що якщо величини u'_x , u'_z , p' , та T задовольняють (2), то вони також задовольняють рівняння Нав'є — Стокса.

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТА АНАЛІЗ ОТРИМАНИХ РЕЗУЛЬТАТІВ

Для моделювання поширення АГХ використовувались вертикальні профілі температур та концентрацій основних складових нейтральної атмосфери, взяті із моделі нейтральної атмосфери MSIS-E-90 [8]. Зміни з висотою основних складових нейтральної атмосфери та тиску, використані для розрахунків, представлено на рис. 2.

Визначені вертикальні профілі висоти однорідної атмосфери над Києвом показано на рис. 3 для чотирьох днів різних сезонів 2000 р.

При розрахунку коефіцієнтів, що входять у співвідношення (4), використано значення адіабатичної сталої $\gamma=1.4$, густини атмосфери на

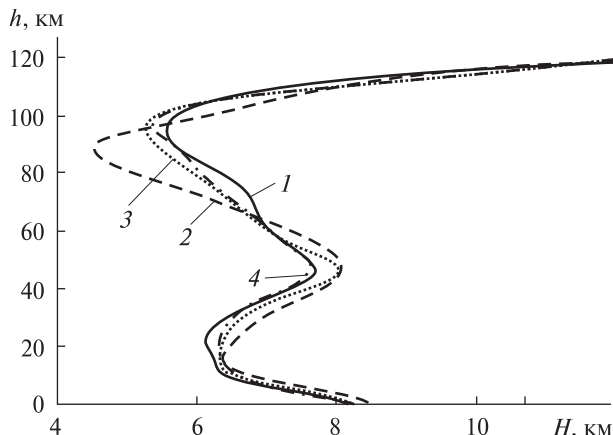
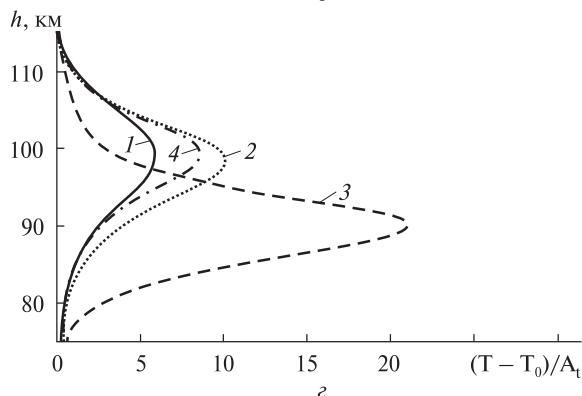
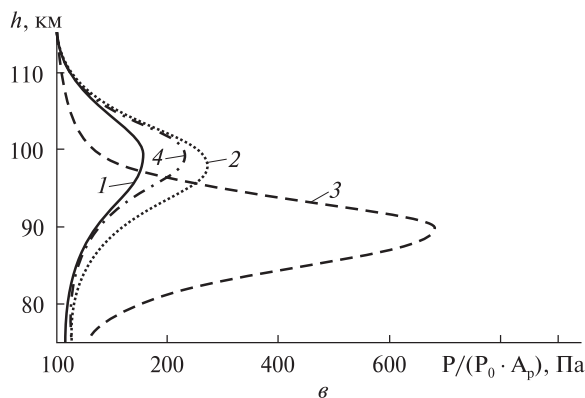
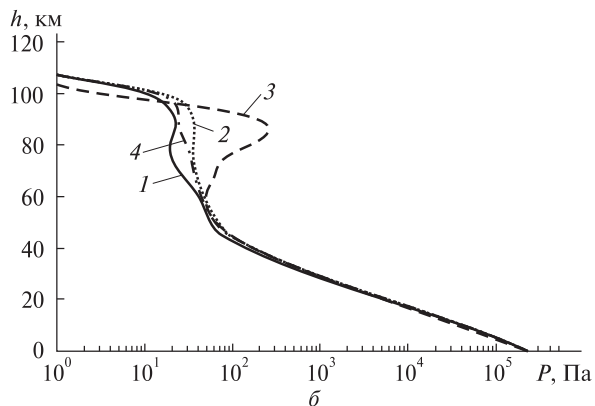
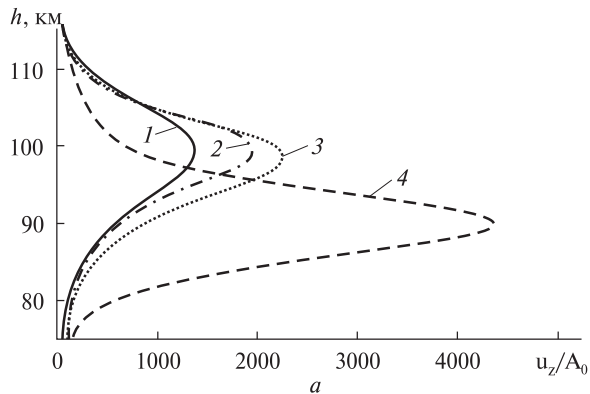


Рис. 3. Вертикальні профілі висоти H однорідної атмосфери на різних висотах h у різні сезони 2000 р. (1 — 1 січня, 2 — 1 квітня, 3 — 1 липня, 4 — 1 жовтня). Кожен профіль відповідає профілю температури та профілям зміни концентрацій основних складових нейтральної атмосфери, розрахованим згідно з моделлю MSIS 90

початковому рівні $\rho_0 = 1.029 \text{ кг/м}^3$, тиску атмосфери на початковому рівні $p_0 = 100 \text{ кПа}$, горизонтальної складової хвильового вектора $k_x = 0.1 \text{ м}^{-1}$ (при зменшенні значення k_x зменшиться амплітуда коливань, а основні закономірності не зміняться), питомої теплоємності при постійному об'ємі $C_v = 715 \text{ Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, розмірів молекул N_2 , O_2 і O відповідно $r_1 = 0.16, 0.15$ і 0.125 нм .

За допомогою чисельного моделювання виразів (6) отримано вертикальний профіль амплітуди вертикальної складової швидкості для АГХ з періодом 65 хв (рис. 4, а). Значення профілів амплітуди АГХ розраховано для різних днів 2000 р. Позначення ті ж, що на рис. 3. Видно, що при вибраних параметрах моделювання хвилі поширюються до висот 120 км, а максимальне значення їхньої амплітуди відповідає діапазону висот від 90 до 100 км. Як видно із рис. 5, максимальне значення амплітуди АГХ спостерігається на рівні мезопаузи.

Рис. 4. Вертикальні профілі амплітуди вертикальної складової швидкості u_z/A_0 , тиску P , зміни амплітуди коливань тиску $P/(P_0 \cdot A_p)$ та зміни амплітуди коливань температури $(T - T_0)/A_t$ при поширенні АГХ з періодом $T = 65$ хв у різні сезони 2000 р.: крива 1 — 1 січня, 2 — 1 квітня, 3 — 1 липня, 4 — 1 жовтня



Розраховані профілі тиску при поширенні АГХ з періодом 65 хв протягом року показано на рис. 4, б, в, де зміни амплітуди коливань при поширенні хвилі накладаються на загальні зміни тиску з висотою (рис. 2, б).

Збурення температури в результаті поширення АГХ також накладаються на загальний хід температурних змін. Безпосередні відхилення температури, викликані проходженням АГХ (параметри якої описано вище) мають амплітуду порядку 10–25 К (рис. 4, г).

Оскільки в результаті модельних розрахунків виявилось, що АГХ згасають до висот 120 км, то зміну магнітного поля з висотою можна не враховувати.

АНАЛІЗ ЗМІН ТЕМПЕРАТУРИ НАД УРАГАНАМИ ЗА ВИМІРАМИ СУПУТНИКА TIMED

Використані дані. Відгуки у верхній атмосфері на великомасштабні погодні утворення можуть проявлятися у варіаціях температури, вектора швидкості вітру, емісії тощо.

Для дослідження джерел збурень атмосфери було обрано урагани. Дані потужні вихрові потоки повітряних мас виникають над теплими водяними басейнами в океанах з потужних тропічних циклонів, всередині яких тиск спадає до центра, внаслідок чого повітряні потоки рухаються від периферії до центра циклону. Обертovu складову швидкості вітру всередині циклону обумовлено силою Коріоліса. При конденсації пари над теплими водяними басейнами виділяється велика кількість тепла, що підсилює висхідні потоки і призводить до виникнення турбулентності. Урагани можуть утворюватися лише над великими теплими ($T > 26$ °С) водяними басейнами, від яких вони отримують достатньо теплової енергії для підтримання турбулентності; над твердою землею поверхнею вони послаблюються і з часом зникають. Зазвичай вони виникають в приекваторіальній зоні між 5 та 25° п. ш. Всередині урагану великі маси хмар діаметром 500–1000 км формують спіральні висхідні потоки висотою 12–15 км. У центрі циклону виникає відносно стабільна зона абсолютного спокою діаметром 8–15 км — «око» бурі. Пориви вітру найпотуж-

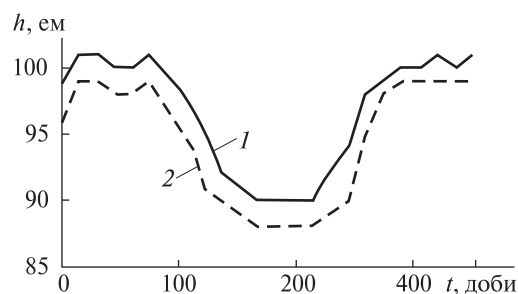


Рис. 5. Зміна протягом року висоти максимальної амплітуди вертикальної складової швидкості для АГХ з періодом 65 хв згідно з чисельними розрахунками (1) та зміна висоти мезопаузи, розрахована за моделлю MSIS 90 (2)

ніші саме навколо цієї області спокою, швидкості потоків досягають 300 км/год. Незважаючи на велику кількість зібраних відомостей про ці явища природи, повна теорія про виникнення ураганів ще не розроблена. Незважаючи на те, що урагани виникають в нижніх шарах атмосфери та простягаються у висоту лише на кілька десятків кілометрів, вони несуть в собі достатньо енергії, щоб суттєво вплинути на структуру верхніх шарів атмосфери.

Було проаналізовано три урагани, що мали місце у 2005 р: Катріна (23–31 серпня), Вілма (15–25 жовтня) та Хайтанг (11–19 липня). При аналізі розглядалися значення температури, виміряні приладом TIDI супутника TIMED [<http://www.timed.jhuapl.edu/WWW/mission/mission.php>].

Отримані результати. На рис. 6 показано динаміку зміни температури на рівні мезопаузи до (а, г, е), під час (б, д, ж) та після урагану (в, е, з). Час подано в супутникових одиницях відліку (UTC). Аналізувалися зміни температури в області висот 70–110 км під час найпотужнішої стадії урагану (категорії 4 та 5), а також у періоди до утворення урагану та після його повної дисипації.

Як видно, спостерігається підвищення температури над областями урагану на 25–40 К поблизу мезопаузи. Дані результати узгоджуються із значеннями флуктуацій температури, отриманими за допомогою чисельного моделювання.

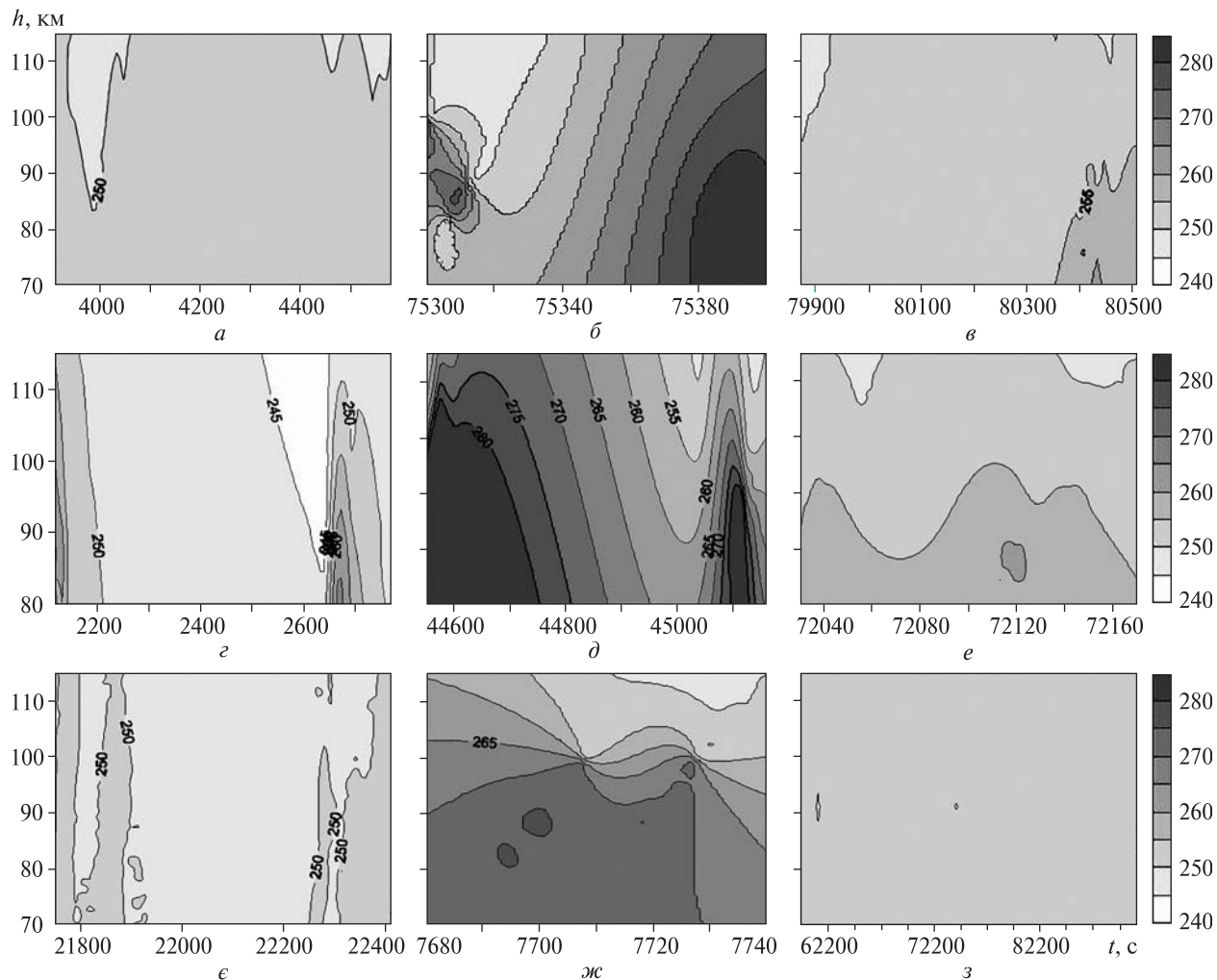


Рис. 6. Зміна температури з часом на різних висотах h : а, б, в — до, під час та після урагану Катріна (відповідно 21 серпня, 28 серпня, 2 вересня 2005 р.); г, д, е — до, під час та після урагану Вілма (15, 19, 27 жовтня 2005 р.); є, ж, з — до, під час та після урагану Хайтанг (9, 18, 20 липня 2005 р.)

ВИСНОВКИ

При аналізі поширення АГХ розглядалася безвітряна, неізотермічна, стратифікована по густині та по концентрації основних складових атмосфера із врахуванням в'язкості та теплопровідності.

За результатами моделювання можна зробити такі висновки.

1. Досягаючи мезосфери АГХ руйнуються, і це призводить до локального нагрівання й руху повітря. Дані нагріті області, в свою чергу, можуть

генерувати вторинні АГХ, які поширюються вгору та вниз із мезосфери.

2. Висота максимальної амплітуди АГХ, після якої йде затухання хвиль, головним чином залежить від зміни температури з висотою.

3. Максимальна амплітуда АГХ відповідає найнижчому рівню мезопаузи.

4. Затухання хвиль спостерігається на висотах після 100 км від поверхні Землі.

5. Від коефіцієнтів в'язкості і теплопровідності залежить амплітуда АГХ і слабо залежить висота дисипації.

6. Відносні варіації температури на висотах мезопаузи в результаті поширення АГХ складають 25—35 К.

7. При аналізі зміни температури над ураганами Катріна, Вілма і Хайтанг спостерігалось збільшення температури на висотах мезопаузи на 25—40 К.

Автори вдячні В. М. Івченку за корисні обговорення. Робота виконана при частковій підтримці Міжнародного інституту космічних досліджень, Берн, Швейцарія (ISSI-team 132)

1. Гаврилов Н. М. Распространение внутренних гравитационных волн в стратифицированной атмосфере // Изв. АН СССР. ФАО. — 1985. — **21**. — С. 921—927.
2. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1975. — 532 с.
3. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере Земли (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. — 1999. — **42**, № 1. — С. 3—25.
4. Козак Л. В. Зміна турбулентних процесів у нижній термосфері при проходженні внутрішніх гравітаційних хвиль // Космічна наука і технологія. — 2002. — **8**, № 5/6. — С. 86—90.
5. Хайнс К. О. Термосферная циркуляция. — М.: Мир, 1975. — 428 с.
6. Francis S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves: a review // J. Atmos. Terr. Phys. — 1975. — **37**. — P. 1011—1054.
7. Francis S. H. Acoustic-Gravity Modes and Large-Scale Traveling Ionospheric Disturbances of a Realistic, Dissipative Atmosphere // J. Geophys. Res. — 1973. — **78**. — P. 2278—2301.
8. Hedin A. E. Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere // J. Geophys. Res. — 1991. — **96**. — P. 1159—1172.
9. Hocking W. K. Turbulence in the altitude region 80—120 km // Adv. Space Res. — 1990. — **10**, N 12. — P. 153—161.
10. Hodges R. R. Jr. Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves // J. Geophys. Res. — 1969. — **74**. — P. 4087—4090.

11. Imamura T., Ogawa T. Radiative damping of gravity waves in the terrestrial planetary atmospheres // Geophys. Res. Lett. — 1995. — **22**, N 3. — P. 267—270.
12. Kozak L. V., Dzubenko M. I., Ivchenko V. M. Temperature and thermosphere dynamics behavior analysis over earthquake epicentres from satellite measurements // Phys. and Chem. Earth. Parts A/B/C. — 2004. — **29**, N 4—9. — P. 507—515.
13. Midgley J. E., Liemohn H. B. Gravity waves in a realistic atmosphere // J. Geophys. Res. — 1966. — **71**. — P. 3729—3730.
14. Pitteway M., Hines C. The viscous damping of atmospheric gravity waves // Can. J. Phys. — 1963. — **41**. — P. 1935—1948.
15. Volland H. The upper atmosphere as a multiply refractive medium for neutral air motions // J. Atmos. Terr. Phys. — 1969. — **31**. — P. 491—530.
16. Volland H. Full wave calculations of gravity wave propagation through the thermosphere // J. Geophys. Res. — 1969. — **74**. — P. 1786—1823.
17. Zhang S. D., Yi F. A numerical study of propagation characteristics of gravity wave packets propagating in a dissipative atmosphere // J. Geophys. Res. — 2002. — **107D**, N 14. — P. 1—9.

Надійшла до редакції 14.05.10

S. G. Pylypenko, L. V. Kozak

AN ANALYSIS OF PROPAGATION AND DISSIPATION OF ATMOSPHERE GRAVITY WAVES

We consider the propagation of atmosphere gravity waves in non-isothermal windless atmosphere with regard to the viscosity and heat conductivity. It is determined that the maximum for the atmosphere gravity waves amplitude corresponds to altitudes of near 90 km (mesopause) for the considered characteristics. The vertical temperature gradient is found to be the main factor of the wave spread and dissipation. The coefficients of viscosity and heat conductivity have a weak influence on the wave amplitude. Our theoretical calculations for temperature changes at the mesopause altitudes are compared with the temperature changes over the storms Wilma, Haitang, and Katrina which were obtained from an analysis of measurements of the satellite TIMED.