

УДК 550.388.2

О. Є. Готинян¹, В. М. Івченко^{1,2}, Ю. Г. Рапопорт^{1,2}

¹Київський національний університет імені Тараса Шевченка

²Інститут космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, Київ

Зв'язок характеристик одинарного літосферного джерела акусто-гравітаційних хвиль та іоносферного відгуку

Розроблено тривимірну чисельну модель збудження акусто-гравітаційних хвиль (АГХ) від наземного теплового джерела. Отриманий лінійний відгук іоносферної плазми F-області. Одержано залежність іоносферного відгуку від періоду АГХ. Досліджена залежність іоносферного відгуку від напрямку геомагнітного поля. Амплітуда відносної зміни електронної концентрації в іоносферній плазмі відповідає АГХ з характерними періодами близько 1 год. Такі періоди і значення відносної зміни електронної концентрації збігаються за порядком величини з даними спостережень перед землетрусами. Типові модельні значення збурення електронної концентрації у використаній моделі ідеальної атмосфери становить декілька десятків процентів на висотах F-області.

ВСТУП

Інтерес до проблеми літосферно-іоносферної взаємодії значно виріс протягом останніх років. Це пояснюється значною кількістю спостережень іоносферних збурень під час підготовки землетрусів, таких як спостереження варіацій світіння нічного неба у спектральних лініях кисню $\lambda\lambda$ 557.7 і 630 нм [21, 8, 7] на висотах приблизно 100 і 270 км, відповідно, варіації загального вмісту електронів (total electron content, TEC) [20], інфрачервоне випромінювання від джерел сейсмічної активності, зареєстроване з супутників, яке може бути викликане АГХ [3, 22], рухомими іоносферними збуреннями (traveling ionospheric disturbances, TID) [14] та ін. Всі ці явища можуть бути викликані АГХ.

Обмін енергією в системі літосфера-атмосфера-іоносфера-магнітосфера (ЛАІМ) перед сильними землетрусами може здійснюватися багатьма каналами взаємодії: електромагнітним [12, 19], нагрівим фотохімічним [11] і каналом АГХ [4, 5, 9, 10]. В даній роботі обговорюється останній з вказаних каналів.

Основна мета запропонованої моделі АГХ каналу сейсмо-іоносферної взаємодії — це послідовний розгляд збудження АГХ та переносу ними енергії «знизу

вгору» в системі літосфера-атмосфера-іоносфера.

Двовимірна модель збудження АГХ літосферними газами внаслідок парникового ефекту була запропонована спочатку в роботах [4, 9]. У представленій роботі наведено результати тривимірної моделі збудження АГХ одинарним тепловим джерелом атмосферних газів і розглянуто в лінійному наближенні вплив АГХ літосферного походження на F-область іоносфери у похилому магнітному полі.

МОДЕЛЬ ЛІТОСФЕРНОГО ГАЗОВОГО ДЖЕРЕЛА АГХ

Система рівнянь гідродинаміки, що описує АГХ з джерелами тепла, маси і сили, має наступний вигляд [13]:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} &= -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \rho \mathbf{F}_z, \\ \frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} &= q, \\ \frac{dp}{dt} + \mathbf{v} \nabla p &= c^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \rho \right) + A\rho, \end{aligned} \quad (1)$$

де ρ , \mathbf{v} , p — відповідно густина, швидкість і тиск нейтральної атмосфери, g прискорення вільного

падіння, $d/dt \equiv \partial/\partial t + \mathbf{v}\nabla$, γ — адиабатична стала, \mathbf{e}_z — одиничний вертикальний вектор, $\mathbf{F}_z = F_z \mathbf{e}_z$ — силова функція, $q(\mathbf{r}, t)$ і $A(\mathbf{r}, t)$ — густина джерела маси і тепла, що визначається ступенем дегазації літосфери. Для випадку збудження АГХ літосферними парниковими газами [4], вихід яких на поверхню землі промодульований сейсмогравітаційними пульсаціями з характерними періодами від десятків хвилин до годин [5], оцінки показують, що головний внесок в утворення АГХ робить джерело тепла. В роботі [4] система (1) була розв'язана для гравітаційних хвиль — довгоперіодичної гілки АГХ — без розрахунку реактивних мод, тобто таких, що збуджуються на неоднорідностях, але не розповсюджуються в атмосфері [13], і для джерела у вигляді «сходинки».

Модель збудження АГХ з отриманням ефективних граничних умов на земній поверхні була запропонована в роботі [9]. Ефективні граничні умови на рівні землі отримані на основі розгляду тришарової моделі, включаючи два напівнескінченні шари землі і атмосфери, і тонкого приповерхневого шару атмосфери, що містить парникові гази і розташований між двома вказаними напівнескінченними шарами атмосфери і літосфери. В горизонтальній площині область, де розраховується поле АГХ, обмежена уявними бічними стінками, на яких ставляться періодичні граничні умови. В результаті неперервний спектр АГХ в горизонтальній площині замінюється дискретним, і використовується дискретне перетворення Фур'є. На висотах F-шару іоносфери (які нас цікавлять тут) пакет стаціонарних АГХ від літосферного джерела ще не доходить до уявних бічних стінок, які ставляться на відстанях, достатньо великих для цього, і таких, що значно перевищують розміри джерела. Це забезпечує відсутність фіктивного «відбиття» АГХ від уявних бічних стінок. Верхня гранична умова — це умова випромінювання АГХ. Просторовий розподіл двовимірного наземного джерела має вигляд [4, 9]

$$v_z^{\text{src}}(x) \approx \Delta z A \approx \frac{\Delta z}{gH} \frac{\omega k_b \Delta T}{m_n} \text{ch}^{-2} \left(\frac{x^2}{l_x^2} + \frac{y^2}{l_y^2} \right), \quad (2)$$

де ΔT (≈ 3 К) амплітуда температурної аномалії, викликаній парниковими газами, $l_{x,y}$ (≈ 100 км) — характерний розмір джерела по координатах x та y , Δz (≈ 3 м) — товщина приземного шару атмосфери, що містить підвищену кількість парникових газів (наприклад CO_2), ω і $T = 2\pi/\omega$ — частота і період літосферного газового джерела (еквівалентна частота модуляції потоку літосферних газів), k_b , g і H — стала Больцмана, прискорення вільного падіння і висота однорідної атмосфери відповідно,

m_n — середня маса нейтральних часток атмосфери.

Важливість так званих реактивних (які не розповсюджуються) мод пов'язана з властивостями АГХ, що видно з закону дисперсії для АГХ [13]:

$$\omega^2 = \frac{c^2}{2} \left(k_{\perp}^2 + k_z'^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \pm \sqrt{\frac{c^4}{4} \left(k_{\perp}^2 + k_z'^2 + \frac{1}{4H^2} \right)^2 - (\gamma - 1)g^2 k_{\perp}^2}, \quad (3)$$

чи

$$k_z' = \pm \sqrt{k_{\perp}^2 \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - 1 \right) + \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{1}{4H^2}}, \quad (4)$$

k — хвильовий вектор АГХ, $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, k_z' — дійсна частина вертикальної складової хвильового вектора, $k_z = i/(2H) + k_z'$, ω — частота АГХ які вважаються монохроматичними. Знак «+» в дисперсійному співвідношенні відповідає акустичній гілці, а знак «-» — внутрішнім гравітаційним хвилям.

Як видно з (4), для мод, що задовольняють умову

$$4H^2 k_{\perp m}^2 < \left(1 - \frac{4H^2 \omega^2}{c^2} \right) / \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - 1 \right), \quad (5)$$

$k_{\perp m}$ є чисто уявною величиною, і моди, що відповідають такому хвильовому числу, є реактивними. Такі моди не можуть розповсюджуватися в атмосфері, але, як показано в роботах [9, 10], можуть суттєво впливати на амплітуди тих хвиль, що розповсюджуються, зокрема, на поле величину швидкості АГХ в іоносфері. Тому врахування таких «реактивних» мод проводиться в даній роботі.

ВПЛИВ АГХ НА ІОНОСФЕРУ

Відповідно до дрейфового наближення [16, 21], іонна (електронна) концентрація N , за умов нейтральності і

$$\frac{m_e v_{en}}{eH_0} \ll \frac{m_i v_{in}}{eH_0} \ll 1 \quad |eN\mathbf{u}_i| \ll \frac{m_e v_{en}}{m_i v_{in}} |j^{\parallel}|,$$

описується рівнянням

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\nabla(N\mathbf{u}_i) + Q - L. \quad (6)$$

Тут

$$\mathbf{u}_i \approx \mathbf{u}_i^{\parallel} = v^{\parallel} - \frac{D_a}{2k_B T_i} [\nabla^{\parallel}(p_e + p_i) - Nm_i \mathbf{g}^{\parallel}], \quad (7)$$

де m_e , m_i — електронна і іонна маси, v_{en} , v_{in} — частоти зіткнень електронів та іонів з нейтралами,

u_i — швидкість дрейфу іонів, індекс « $||$ » означає проекцію на напрямку геомагнітного поля, p_e, p_i — електронний та іонний тиск, відповідно, j — плазмовий струм, D_a — коефіцієнт амбіполярної дифузії, T_i — температура іонів, k_B — стала Больцмана, N_0 — рівноважна концентрація заряджених частинок в плазмі, Q — коефіцієнт утворення електронів.

Коефіцієнт втрат електронів задається виразом

$$L = \alpha N_N (N - N_0). \quad (8)$$

Для випадку ізотермічних електронів і іонів коефіцієнт амбіполярної дифузії дорівнює

$$D_a = 2k_B T_i / (m_i v_{in} + m_e v_{en}) \approx 2k_B T_i / m_i v_{in},$$

$$v_{in, en} = q_{in, en} N_N, \quad (9)$$

де N_N — концентрація нейтральних частинок, коефіцієнти α і $q_{in, en}$ описані в роботах [1, 2].

Лінеаризація (6)–(9) дає (для нічних умов, коли $Q = 0$)

$$\tilde{N}_{emn'} = N_{e0} \frac{G}{D},$$

$$G = \left(i\mathbf{K}_H - e_{Hz} \frac{1}{L_{eff}} \right) v_H, \quad (10)$$

$$D = D_t + D_a \mathbf{K}_H^2 + i\mathbf{K}_H \left[e_{Hz} \frac{\partial D_a}{\partial z} + \frac{g \cos \theta}{v_{in}} \right] + \alpha.$$

Тут $\tilde{N}_e = N - N_0$ і $N_{e0} = N_0$ — відповідно збурене і рівноважне значення електронної концентрації, v_H — швидкість АГХ вздовж геомагнітного поля, $D_t = i\omega$, $D_z = -ik_{zmn}$ (припускається залежність від часу $\propto e^{i\omega t}$), e_H — одиничний вектор напрямку магнітного поля Землі,

$$e_{Hz} = \cos \theta, \quad \mathbf{K}_H = \mathbf{e}_H \cdot \mathbf{K},$$

$$\mathbf{K} = (k_{xm}, k_{yn}, k_{zmn}), \quad L_{\phi} = \frac{1}{N_{e0}} \frac{\partial N_{e0}}{\partial z},$$

α — коефіцієнт рекомбінації. Для типових параметрів F-області іоносфери (див. [15]) маємо

$$D_a \mathbf{K}_H^2 \gg \mathbf{K}_H \left[e_{Hz} \frac{\partial D_a}{\partial z} + \frac{g \cos \theta}{v_{in}} \right]. \quad (11)$$

У цьому випадку третє рівняння системи (10) можна спростити:

$$D = D_t + D_a \mathbf{K}_H^2 + \alpha, \quad (12)$$

що відповідає виразу з роботи [15].

Використовуючи (10) і обернене перетворення Фур'є, отримуємо

$$\frac{N'_e}{N_{e0}}(x_i, y_j, z) =$$

$$= e^{z/(2H)} \sum_{m=-N_x/2}^{N_x/2} \sum_{n=-N_y/2}^{N_y/2} [\tilde{N}_{emn} / N_{e0}] \cdot e^{-ik_{xm}x_i - ik_{yn}y_j - ik_{zmn}z},$$

де $x_i = L_x i / N_x$, $y_j = L_y j / N_y$, $i = -N_x/2 - 1, -N_x/2, \dots, N_x/2$, $j = -N_y/2 - 1, -N_y/2, \dots, N_y/2$ — цілі числа.

РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНИХ РОЗРАХУНКІВ

На основі чисельного моделювання отримані значення поля АГХ для одинарних літосферних джерел різних форм і розмірів з різними періодами. Також одержано відповідний іоносферний відгук у F-області на проходження такої АГХ. Результати для симетричного джерела (рис. 1) наведено на рис. 2. Як видно, значення горизонтальної швидкості поля АГХ на висоті 250 км для симетричного літосферного джерела розміром 100 км на 100 км з тепловою аномалією 3 К і періодом 60 хв становить 8 м/с (рис. 2, а), а відповідний іоносферний відгук досягає 8 % відносного збурення електронної концентрації (рис. 2, б).

Для витягнутого джерела з характерними розмірами 100 км на 300 км (рис. 3) для періоду АГХ 60 хв горизонтальна швидкість АГХ досягає помітного значення 21 м/с (рис. 4, а), а відповідне збурення електронної концентрації на висоті 250 км становить кілька десятків процентів (рис. 4, б).

Дрейф плазми вздовж геомагнітного поля у F-області іоносфери може викликати значну асиметрію

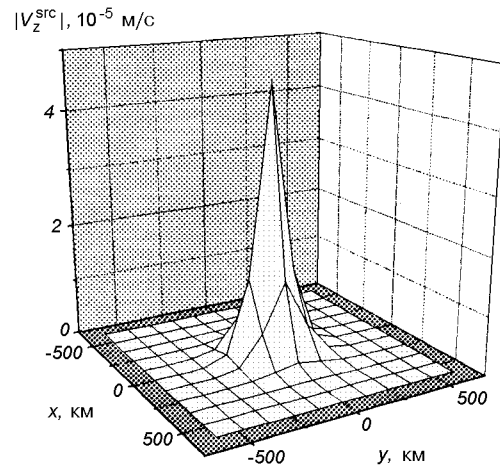


Рис. 1. Просторовий приповерхневий розподіл вертикальної складової швидкості АГХ для симетричного джерела з характерним розміром 100 км і тепловою аномалією в 3 К. Період АГХ становить 50 хв

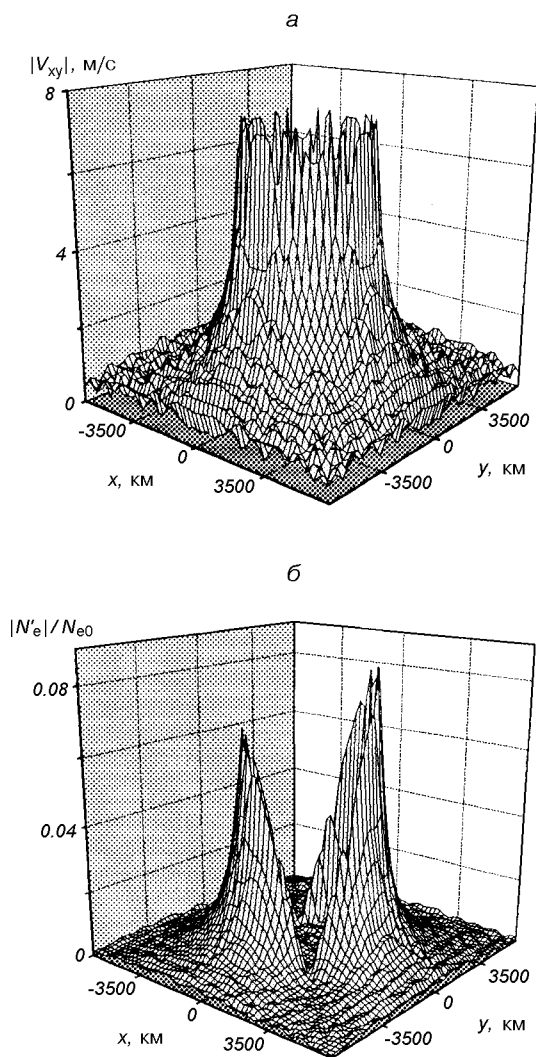


Рис. 2. Просторовий розподіл горизонтальної складової швидкості АГХ (а) і відносного збурення електронної концентрації (б) для симетричного джерела з параметрами, що відповідають рис. 1; висота становить 250 км, кути нахилу магнітного поля $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 45^\circ$

в просторовому розподілі зміни електронної концентрації внаслідок впливу АГХ. Типові значення відносної зміни електронної концентрації (кілька десятків відсотків) і просторових масштабів ($\sim 10^3$ км) кількісно збігається з результатами спостережень у F-області іоносфери перед землетрусами [4—6, 18, 17].

Результати дослідження залежності просторового максимуму іоносферного відгуку на висоті 250 км для витягнутого одинарного джерела АГХ від кутів напрямку геомагнітного поля наведено на рис. 5. Асиметрія і залежності N'_e/N_{e0} від θ (рис. 5)

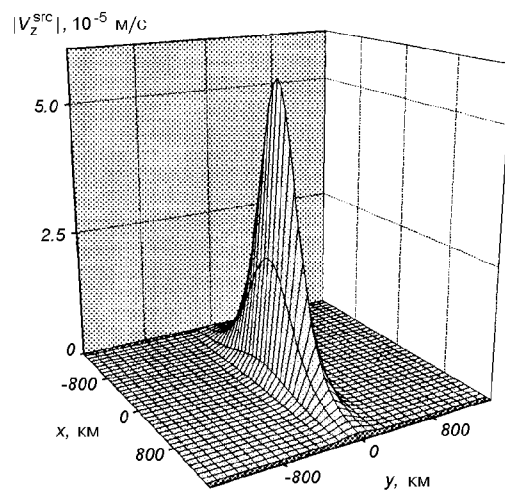


Рис. 3. Просторовий приповерхневий розподіл вертикальної складової швидкості АГХ для витягнутого джерела з характерними розмірами 100 км на 300 км і тепловою аномалією в ЗК. Період АГХ становить 70 хв

викликана у першу чергу наявністю члена $D_a K_H^2$ в знаменнику D у правій частині формули (11). Цей член пов'язаний з дивергенцією іонного потоку у напрямку геомагнітного поля, викликаного амбіполярною дифузійною при наявності АГХ. Максимум N'_e/N_{e0} досягається при $\theta \approx 80^\circ$ і $\varphi = 90^\circ$ для літосферного джерела, витягнутого в напрямку X (це означає, що випромінювання АГХ головним чином відбувається в напрямку, перпендикулярно до осі «антени АГХ»).

На рис. 6 наведена залежність максимальної відносної зміни електронної концентрації N'_e/N_{e0} від періоду АГХ для фіксованої висоти 250 км. Високочастотні «збурення» в залежності, показаної на рис. 6, відповідають числовим похибкам, що виникають внаслідок заміни інтегралу Фур'є на ряд Фур'є. Наявність максимуму в залежності від частоти/періоду можна пояснити таким чином. Як видно з (10), якщо $\omega \rightarrow 0$ ($T \rightarrow \infty$), то $k_z \propto 1/\omega$. Через те що середовище при описуваних умовах є фактично нестискуваним, можна для будь-якої моди з номером m записати (для спрощення наводимо пояснення для двовимірного випадку)

$$v_{zm} k_{zm} + v_{xm} k_{xm} = 0. \quad (13)$$

Беручи до уваги (2), (12), легко бачити, що за таких умов $v_x \rightarrow \text{const}$, $v_z \rightarrow 0$, де $v_{x,z}$ — компоненти повної швидкості ВГВ. Це підтверджено числовими розрахунками. Відповідно до (10), (2), (13), можна одержати $N'_e/N_{e0} \sim \omega$, коли $\omega \rightarrow 0$. У той же самий час з виразів (2), (3)—(5) легко бачити, що $N'_e/N_{e0} \rightarrow 0$, якщо $\omega \rightarrow \infty$ ($T \rightarrow 0$). З цього

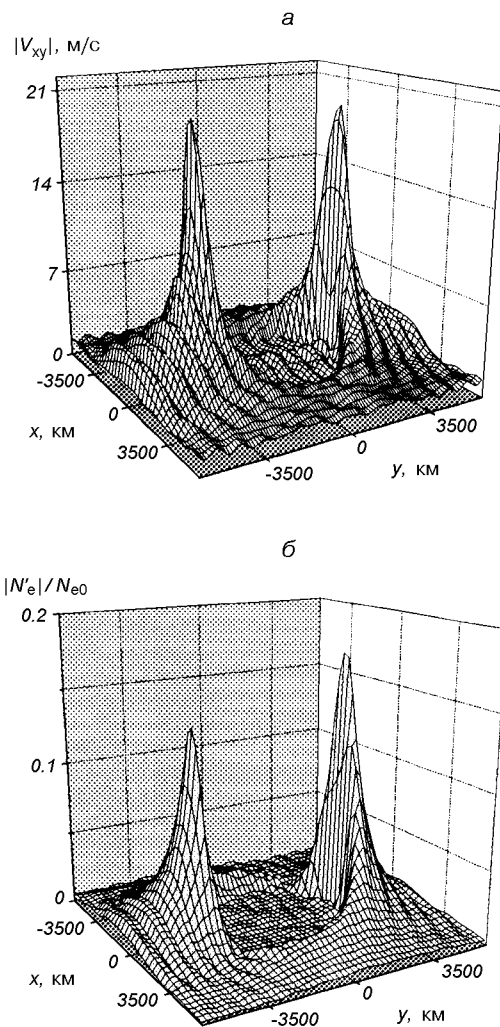


Рис. 4. Просторовий розподіл горизонтальної складової швидкості АГХ (а) і відносного збурення електронної концентрації (б) для витягнутого джерела з параметрами, що відповідають рис. 3; висота становить 250 км, кути нахилу магнітного поля $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 45^\circ$

впливає існування максимуму у залежності $[N_e^{\max}/N_{e0}](T)$. Цікаво, що максимум залежності відповідає періоду АГХ близько години (в залежності від просторових масштабів джерела), що досить близько до типових періодів змін електронної концентрації у F-області іоносфери над сейсмічно активними областями [17, 18].

ВИСНОВКИ

В роботі представлено тривимірну теоретичну модель збурення та розповсюдження АГХ і розгляну-

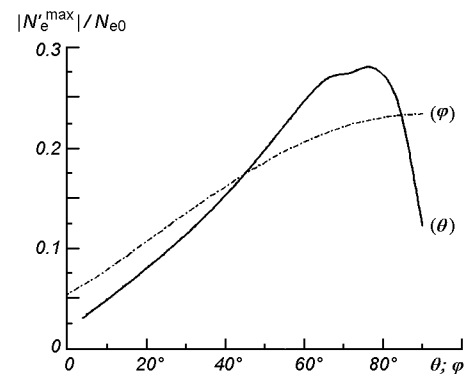


Рис. 5. Залежність максимуму просторового розподілу відносного збурення електронної концентрації від кутів нахилу магнітного поля для витягнутого джерела з параметрами, що відповідають рис. 3 на висоті 250 км

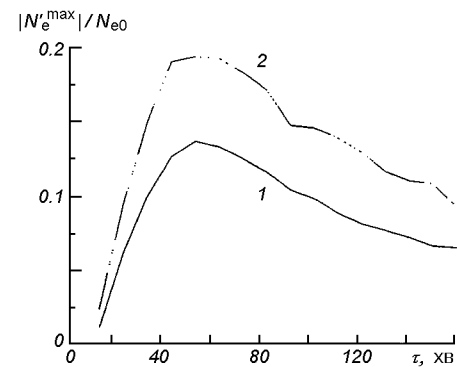


Рис. 6. Залежність максимуму просторового розподілу відносного збурення електронної концентрації від періоду АГХ для симетричного (1) і витягнутого (2) джерел з рис. 1 і 3 відповідно на висоті 250 км; кути нахилу магнітного поля $\theta = 45^\circ$, $\varphi = 45^\circ$

то в лінійному наближенні вплив АГХ на F-область іоносфери.

На основі чисельного моделювання можна зробити наступні висновки.

1. Розвинута чисельна модель газового джерела АГХ для різних типів збурючої сили, перевірена чисельна збіжність (різниця порядку 1.5 % між 200 і 500 модами).

2. Величини амплітуд швидкостей АГХ мають значення порядку декількох десятків м/с, а відносна зміна електронної концентрації досягає декількох десятків відсотків на висоті 250 км для АГХ з періодом порядку 1 год і просторових масштабів декілька тисяч кілометрів. Ці характеристики іоносферного відгуку на АГХ кількісно відповідають результатам спостережень [4—6, 18, 17] для іоносферного відгуку у F-області на процеси підготовки сильного землетрусу ($M > 4.5—5$).

3. У похилому геомагнітному полі, іоносферний відгук має помітну просторову асиметрію. Досліджена залежність іоносферного відгуку від напрямку геомагнітного поля. Іоносферний відгук досягає максимуму для кута θ між геомагнітним полем і вертикальним напрямком близько 80° для джерела АГХ з розмірами 100 км на 300 км і періодом 40 хв.

4. Величина максимуму просторового розподілу іоносферного відгуку залежить від періоду АГХ. Для витягнутого джерела з характерними розмірами порядку 100 км на 300 км такий максимум відповідає періоду АГХ близько 50 хв.

Робота виконана при підтримці Національного космічного агентства України (контракт № 1-05.03 «Аналіз» (Аналіз—МКС)).

1. Генкин Л. Г., Ерухимов Л. М., Мясников Е. Н., Шварц М. М. К вопросу о образовании и плавучести изотермических ионосферных и хромосферных «пузырей» // Изв. Вузов. Радиофизика.—1987.—30.—С. 567—577.
2. Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М: Наука, 1974.—255 с.
3. Горный В. И., Сальман А. Г., Тронин А. А., Шилин Б. В., Уходящее инфракрасное излучение Земли, как индикатор сейсмической активности // Докл. АН. СССР.—1988.—301, № 1.—С. 67—69.
4. Гохберх 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.
5. Гохберх М. Б., Шалимов С. Л. Литосферно-ионосферная связь и ее моделирование // Российский журн. наук о Земле.—2000.—2, № 1.—С. 95—108.
6. Попов К. В., Липеровский В. А., Алимов О. А. Модификация спектра вариаций плотности ночного F2 слоя ионосферы во время подготовки землетрясений // Физика Земли.—1996.—№ 1.—С. 93—96.
7. Торшелидзе Т. И. Анализ проблем аэронамики с использованием излучения верхней атмосферы. — Тбилиси: Мецниереба, 1991.—114 с.
8. Gladishev V. A., Fishkova L. M. Optical research of seismoactivity effects of the ionosphere // Electromagnetic phenomena related to earthquake prediction / Eds M. Hayakawa, Y. Fujinawa. — Tokyo: TERRAPUB, 1994.—P. 375—380.
9. Gotynyan O. E., Ivchenko V. M., Rapoport Yu. G. Model of the internal gravity waves excited by lithospheric greenhouse effect gases // Космічна наука і технологія. Додаток.—2001.—7, № 2.—С. 26—33.
10. Gotynyan O. E., Ivchenko V. M., Rapoport Yu. G., Parrot M. Ionospheric disturbances excited by the lithospheric gas source of acoustic gravity waves before earthquakes // Космічна наука і технологія. Додаток.—2003.—9, № 7.—С. 89—105.
11. Grimalskiy V. V., Hayakawa M., Ivchenko V. N., et al. Penetration of electrostatic field from the lithosphere into the ionosphere and its effect on the D-region before earthquake // J. Atmos. Solar-Terr. Phys.—2003.—65.—P. 391—407.
12. Grimalskiy V. V., Kremenskiy I. A., Rapoport Yu. G. Excitation of electromagnetic waves in the lithosphere and their penetration into ionosphere and magnetosphere // J. Atmos. Electricity.—1999.—19, N 2.—P. 101—117.
13. Hines C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights // Can. J. Phys.—1960.—38.—P. 1441—1480.
14. Hooke W. H. Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves // J. Atmos. and Terr. Phys.—1968.—30.—P. 795—823.
15. Huang C.-S., Sofko G. J., Keley M. C. Numerical simulation of midlatitude ionospheric perturbations produced by gravity waves // J. Geophys. Res.—1998.—103A.—P. 6977—6989.
16. Kendall P. C., Pickering W. M. Magnetoplasma diffusion at F2-region altitudes // Planet Space Sci.—1967.—15.—P. 825.
17. Liperovsky V. A., Meister C. V., Popov K. V., et al. On the time scales of some seismo-ionospheric effects // Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling / Eds M. Hayakawa, O. A. Molchanov. — Tokyo: TERRAPUB, 2002.—P. 325—327.
18. Meister C. V., Liperovskaya E. V., Molchanov O. A., et al. To the question of spatial scales of seismo-ionospheric effects // Seismo Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling // Eds M. Hayakawa, O. A. Molchanov. — Tokyo: TERRAPUB, 2002.—P. 3329—3331.
19. Molchanov O. A., M. Hayakawa, Rafalsky V. A. Penetration characteristics of electromagnetic emission from an underground seismic source into the atmosphere, the ionosphere, and magnetosphere // J. Geophys. Res.—1995.—100.—P. 1691—1712.
20. Parrot M. Statistical studies with satellite observations of seismogenic effects // Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes / Ed. by M. Hayakawa. — Tokyo: TERRAPUB, 1999.—P. 685—695.
21. Porter H. S., Silverman S. M., Tuan T. F. On the Behavior of Airglow Under the Influence of Gravity Waves // J. Geophys. Res.—1974.—79, N 25.—P. 3831—3833.
22. Tronin A. A. Satellite thermal survey application for earthquake prediction // Atmospheric and ionospheric electromagnetic phenomena: associated with earthquakes / Ed. by M. Hayakawa. — Tokyo: TERRAPUB, 1999.—P. 717—746.

THE RELATION BETWEEN CHARACTERISTICS OF A SINGLE LITHOSPHERIC SOURCE OF ACOUSTIC-GRAVITY WAVES AND IONOSPHERIC RESPONSE

O. E. Gotynyan, V. M. Ivchenko, and Yu. G. Rapoport

A three-dimensional numerical model of the acoustic-gravity wave (AGW) excitation from near ground lithospheric thermal source is developed. An ionospheric plasma linear response in F region of the ionosphere is obtained. A relationship between ionospheric response and AGW period is derived. A relationship between ionospheric response and geomagnetic field direction is investigated. The amplitude of relative electron concentration change in ionospheric plasma corresponds to AGW with typical periods of the order of 1 h. Such periods and absolute value of relative change of electron concentration in the ionospheric F layer coincide by the order of value with reported data of observations before earthquakes. The typical model value of relative electron concentration disturbances in the used model of ideal atmosphere is equal to several tens of percents at the F region altitudes.