

<https://doi.org/10.15407/knit2020.06.038>
УДК 621.396.98:629.783

Ю. П. ФЕДОРЕНКО

старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук
E-mail: FedorenkoYP@gmail.com

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
пл. Свободи 4; Харків, Україна, 61022

ЗАЛЕЖНІСТЬ ПРОСТОРОВОГО ПЕРІОДУ РУХОМИХ ІОНОСФЕРНИХ ЗБУРЕНЬ ВІД ЇХНЬОЇ ВІДНОСНОЇ АМПЛІТУДИ

Експериментально досліджено зв'язок горизонтального просторового періоду L і відносної амплітуди A_d рухомих іоносферних збурень (РІЗ) при різних рівнях сонячної і геомагнітної активності. Досліджені РІЗ у переважній більшості випадків породжувалися високоширотними джерелами. Встановлено, що для середньомасштабних РІЗ ($L = 100 \dots 800$ км) значення L і A_d пов'язані лінійною залежністю, на яку не впливає рівень сонячної активності. Для великомасштабних РІЗ ($L = 1000 \dots 4000$ км) лінійна апроксимація $L(A_d)$ при низьких і високих рівнях сонячної активності є відповідно зростаючою і спадною залежностями. Для РІЗ глобальних масштабів ($L = 5000 \dots 35000$ км) при низьких рівнях сонячної активності лінійна апроксимація $L(A_d)$ є залежністю, що зростає. Для середньомасштабних, великомасштабних і глобальних РІЗ рівень геомагнітної активності не впливає на залежність $L(A_d)$.

Дані отримано в радіофізичній обсерваторії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна ($\varphi = 49.63^\circ N$, $\lambda = 36.32^\circ E$) в 1999—2010 рр. Використовувалося радіопросвічування іоносфери когерентними радіохвилями на частотах 150 і 400 МГц. Радіохвилі випромінювалися низькоорбітальними навігаційними ШСЗ серій «Парус» та «Цикада» з висотою кругової приполярної орбіти близько 1000 км.

З використанням глобальної прогностичної напівемпіричної моделі зародження і поширення АГХ-РІЗ пояснюється експериментальна залежність розміру горизонтального періоду РІЗ від їхньої відносної амплітуди (АГХ — акустико-гравітаційні хвилі).

Ключові слова: рухомі іоносферні збурення, горизонтальний просторовий період, відносна амплітуда, рівень сонячної активності, рівень магнітної активності, лінійна регресія.

Перелік скорочень

АГХ — акустико-гравітаційні хвилі
ВП — вимірювальний пункт
РІЗ — рухоме іоносферне збурення
ШСЗ — штучний супутник Землі

1. ВСТУП

1.1. Параметри апаратури і теорія використання радіофізичного ефекту. Експериментальні дослідження, наведені в роботі, ґрунтуються на радіопросвічуванні іоносфери когерентни-

ми радіохвилями з частотами $f = 150$ і 400 МГц, що випромінюються низькоорбітальними навігаційними ШСЗ серії «Парус» і «Цикада». Висота кругової біляполярної орбіти над поверхнею Землі у цих супутників становить близько 1000 км, нахил площини орбіти — 83° . На вимірювальному пункті (ВП) приймач когерентних радіохвиль виділяє (і реєструє) іоносферну складову $\delta f_i(t)$ доплерівського зміщення частоти для $f = 150$ МГц як функції часу t прольоту ШСЗ.

Цитування: Федоренко Ю. П. Залежність просторового періоду рухомих іоносферних збурень від їхньої відносної амплітуди. *Космічна наука і технологія*. 2020. **26**, № 6 (127). С. 38—59. <https://doi.org/10.15407/knit2020.06.038>

Приймач також реєструє ефемериди, які передає бортовий передавач ШСЗ. Ефемериди — це координати і швидкості ШСЗ у дискретні моменти часу. Вони дозволяють визначати просторові положення радіопромменя ШСЗ — ВП в кожен момент прольоту супутника від радіосходу до радіозаходу.

Теорію (аналітичний вираз) іоносферної складової $\delta f_i(t)$ детально розглянуто в роботах [16—18]. У роботі [3] показано, що для використовуваних несучих частот при зенітних кутах ШСЗ $\gamma < 70...75^\circ$ розрахунок $\delta f_i(t)$ можна здійснювати без врахування геомагнітного поля та іоносферної складової, пропорційної f^{-3} , та вважати, що обидві когерентні радіохвилі поширюються по випрямленому радіопромненню ШСЗ — ВП.

Тому на межах радіовидимості ШСЗ, коли $\gamma > 70...75^\circ$, фрагменти реєстрацій $\delta f_i(t)$ виключалися з розгляду, і розрахунок $\delta f_i(t)$ здійснювався за спрощеною залежністю:

$$\delta f_i(t) = \frac{a}{f} \frac{d}{dt} N_L, \quad (1)$$

де $a = e^2 / (8\pi^2 c \epsilon_0 m_e)$, N_L — кількість електронів у стовпі одиничного перерізу вздовж випрямленого радіопромменя (інтегральний вміст електронів вздовж похилого випрямленого радіопромменя),

$$N_L = \int_0^{R_B} N(R) dR.$$

Тут $N(R)$ — розподіл електронної концентрації N уздовж випрямленого радіопромменя R , R_B — похила дальність до ШСЗ.

Використаний нами спосіб апаратурного виділення $\delta f_i(t)$ по вимірах доплерівських зміщень двох когерентних радіохвиль, що випромінюються з борту ШСЗ, детально описано в роботі [3].

Наземний ВП розташовується на радіофізичній обсерваторії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна з географічними координатами $\varphi = 49.63^\circ \text{ N}$, $\lambda = 36.32^\circ \text{ E}$. Він приймає сигнали, що випромінюються ШСЗ і вимірює величину $\delta f_i(t)$ протягом 12...16 хв кожні 1.5...2 год з апаратурною похибкою $\delta f = 0.005 \text{ Гц}$. Реєстрація $\delta f_i(t)$ дозволяє досліджувати регулярні і збурені параметри просторового розподілу електронної концентрації N над

регіоном у діапазоні широт $33...66^\circ \text{ N}$, що відповідає протяжності 3600 км на поверхні Землі. У ході окремого прольоту ШСЗ іоносферні параметри реєструються в широтному діапазоні в 24° (близько 2700 км) [2]. Рухомі іоносферні збурення, наявні в області радіопросвічування ШСЗ, проявляються на реєстраціях $\delta f_i(t)$ у вигляді часових варіацій, амплітуда яких в десятки і сотні разів більша за значення апаратурної похибки δf .

Мала апаратурна похибка ($\delta f = 0.005 \text{ Гц}$) експериментальних даних $\delta f_i(t)$ дозволила нам виявити помилковість висновків окремих дослідників з приводу частоти появи РІЗ. Частота появи РІЗ — це відношення числа реєстрацій $\delta f_i(t)$ з проявами на них збурень іоносфери до загального числа зареєстрованих прольотів ШСЗ за вибраний період часу. При такому дослідженні короткі реєстрації $\delta f_i(t)$ з тривалістю менше 3...4 хв виключалися з розгляду.

1.2. Просторовий розподіл електронної концентрації. У заданий момент часу просторова модуляція N над ВП (над регіоном з горизонтальним радіусом до 1500 км) описується виразами

$$N = N_n [1 + A_d F(z) F_1(\varphi, \lambda)], \quad (2)$$

$$F(z) = \exp\left[-\frac{(z - z_m)^2}{H^2}\right],$$

$$F_1(\varphi, \lambda) = \sin[m_\varphi(\varphi - \Delta\varphi) + m_\lambda(\lambda - \Delta\lambda) + \Phi],$$

$$\Delta\varphi = \pm \frac{z - z_m}{R_E + z_m} \text{tg} \xi,$$

$$\Delta\lambda = \pm \frac{z - z_m}{R_E + z_m} \text{tg} \xi,$$

$$m_\varphi = \frac{2\pi}{L} (R_E + z_m) \cos \alpha,$$

$$m_\lambda = \frac{2\pi}{L} (R_E + z_m) \sin \alpha,$$

$$\xi = \xi_0 - (\varphi - \varphi_0) k_\xi,$$

де H — півтовщина шару з неоднорідностями, z_n — висота розташування їхньої подовжньої осі, φ, λ — географічні широта та довгота вибраної точки поверхні відповідно, φ_0 — широта ВП, α — азимут хвильового вектора АГХ-РІЗ (відлічується від напрямку на північ), ξ_0 — кут нахилу фронту РІЗ у вертикальній площині при $\varphi = \varphi_0$,

$A_d = A_0 - (\varphi - \varphi_0)k_{Ad}$, N_n — незбурений просторовий розподіл електронної концентрації у заданий момент часу, який розрахований по глобальній адаптованій іоносферній моделі, A_0 — відносна амплітуда РІЗ при $\varphi = \varphi_0$, Φ — початковий зсув фази вибраного гармонійного збурення, $k_{Ad} = 0.006$ і $k_{\xi} = 0$, k_{Ad} і k_{ξ} — коефіцієнти лінійної залежності, z — висота над поверхнею Землі. Знак у формулах для $\Delta\varphi$ і $\Delta\lambda$ вибирається залежно від відносного положення джерела АГХ-РІЗ і ВП. Якщо джерело знаходиться північніше або західніше ВП, то вибирається знак «мінус». У інших випадках вибирається знак «плюс». Функції $F(z)$ і $F_1(\varphi, \lambda)$ визначають зміни амплітуди і фази РІЗ залежно від z , φ і λ . Глобальна модель іоносфери коригується з використанням когерентних сигналів низькоорбітальних навігаційних супутників [14]. У результаті коригування для кожного прольоту ШСЗ розраховується ефективне число сонячних плям W , яке забезпечує найменше відхилення розрахункової (модельної, незбуреної) залежності від експериментальної реєстрації $\delta f_i(t)$.

1.3. Дослідження частоти появи рухомих іоносферних збурень. Ми встановили, що немає мінімумів і максимумів широтної, добової і сезонної частоти появи РІЗ. Виявилось, що частота появи РІЗ не залежить також від магнітної і сонячної активності [3]. Зупинимося на питаннях появи РІЗ дещо детальніше.

Нами було підтверджено, що максимум у широтній частоті появи середньомасштабних РІЗ дійсно спостерігається. Такий максимум виявляється у ряді досліджень [4, 10]. Проте це зовсім не означає, що РІЗ існують тільки в обмеженому діапазоні широт поблизу такого максимуму. Широтний максимум частоти появи обумовлений геометрією експерименту з радіопросвічування іоносфери і пояснюється нахилом ξ фронту РІЗ у вертикальній площині [5]. Уперше на природу цього ефекту вказується у роботі [10].

Якщо середньомасштабні РІЗ з помітним нахилом фронту у вертикальній площині ($\xi > 10...20^\circ$) на висотах поблизу $z_m F_2$ наявні по всьому прольоту ШСЗ з однаковим просторовим періодом L і амплітудою A_d , то їхні прояви на реєстрації $\delta f_i(t)$ будуть ясно спостерігатися тільки на тій

частині прольоту, яка розташована далі від джерела РІЗ. На частині прольоту, що лежить ближче до джерела початкового збурення, амплітуда проявів РІЗ на експериментальних залежностях $\delta f_i(t)$ істотно зменшується, або збурення не виявляються зовсім.

У наших дослідженнях цей ефект використовувався для виявлення приблизного місця розташування джерела зародження РІЗ. Нахил фронту неоднорідностей у вертикальній площині завжди спостерігається у напрямку переміщення іоносферних збурень. Тому цей ефект використовується для встановлення напрямку руху РІЗ (наприклад, до полюса або від полюса). Величина кута ξ нахилу середньомасштабних РІЗ у вертикальній площині визначається при розв'язуванні оберненої задачі з типовою похибкою $\delta\xi \approx \pm 5^\circ$. Для великомасштабних РІЗ з просторовим періодом $L \sim 1000$ км значення $\delta\xi \approx \pm 30^\circ$, при $L > 2000...3000$ км у багатьох випадках можна визначити лише знак кута нахилу ξ . Таке велике збільшення похибки викликане геометрією експерименту [7].

Розглянемо тепер добову і сезонну частоту появи РІЗ. Наприклад, в роботах [10, 13] стверджується, що у нічний час середньомасштабні РІЗ спостерігаються значно рідше, а влітку відмічається мінімум частоти їхньої появи. З аналізу наших високоточних даних виявилось, що частота появи РІЗ не має сезонних і добових екстремумів як при низькій, так і при високій сонячній активності. Ми вважаємо, що висновки згаданих досліджень зумовлені лише недостатньою апаратною точністю вимірювань: було таке значення порогу $N_m F_2$, нижче якого ($N_m F_2 = 2 \cdot 10^{11}$ ел·м⁻³) неможливо проводити вимірювання регулярних і збурених параметрів іонізації [11]. Слід зазначити, що таке припущення в обох роботах [10, 13] висловлювалося, проте все ж стверджувалося, що вказані ефекти мають місце.

Разом з тим в роботах [10, 13] отримано результати, які повністю збігаються з висновками наших досліджень [3, 11]: частота появи і амплітуда середньомасштабних РІЗ не залежать від стану магнітної активності. Це свідчить про те, що більшість РІЗ, викликаних високоширотними джерелами, не породжені авроральним

електроджетом. Згідно з нашою гіпотезою основним високоширотним джерелом РІЗ є висипання енергійних протонів сонячного вітру у магнітосферні каспи Землі.

1.4. Розв'язування оберненої задачі. Зупинимося тепер детальніше на методиках визначення параметрів РІЗ за даними радіопросвічування іоносфери з борту низькоорбітальних навігаційних ШСЗ. З виразу (1) випливає, що у кожен момент часу значення $\delta f_i(t)$ визначається інтегральною залежністю N_L . Тому здається, що за допомогою трансіоносферного радіопросвічування, яке виконується тільки з одного ВП, можна отримати обмежені дані лише про середньомасштабні РІЗ. Адже тільки в цьому випадку при середньому прольоті ШСЗ над регіоном протяжністю 2000...3000 км на реєстрації $\delta f_i(t)$ може проявитися кілька квазіперіодів цугу РІЗ з горизонтальним масштабом 300...500 км. Параметри L і A_d таких РІЗ однозначно обчислюються під час розв'язування оберненої радіофізичної задачі. Визначати ж з одного ВП просторовий період і амплітуду великомасштабних РІЗ, наприклад з горизонтальним масштабом від декількох тисяч до десятків тисяч кілометрів, вважається на перший погляд неможливим.

Задачу визначення параметрів середньомасштабних і великомасштабних РІЗ за вимірами $\delta f_i(t)$, виконаних лише в одному ВП, ми розв'язували поетапно. Передусім було розроблено методику коригування глобальної регулярної просторово-часової моделі N [9] за поточними експериментальними значеннями $\delta f_i(t)$. Ця методика для часу спостереження досліджуваного цугу РІЗ дозволяє визначати такі параметри глобальної незбуреної іоносфери: $N_m F_2$, $z_m F_2$ над ВП (або в довільній підіоносферній точці) і ефективне число сонячних плям W [14]. У цій методиці і наступних обчисленнях параметрів РІЗ припускається, що на час радіопросвічування іоносфери сигналами ШСЗ (12...16 хв) параметри (збуреного і незбуреного) середовища поширення радіохвиль залишаються незмінними (замороженими).

Далі з використанням просторової моделі збурених значень N (див. рівняння (2)) [2] проводилися чисельні розрахунки прямої радіофізичної

задачі за проявом іоносферних неоднорідностей на розрахункових (модельних) залежностях $\delta f_i(t)$. Ці обчислення виконувалися з дискретним перебором в інтервалі можливих значень параметрів РІЗ (L , A_d , ξ , H — півтовщина шару з неоднорідностями, z_n — висота розташування їхньої поздовжньої осі). Потім з цього набору розрахункових залежностей відбиралася одна, найближча до досліджуваної експериментальної залежності $\delta f_i(t)$. Значення L , A_d , ξ , H у модельній залежності вважалися розв'язком оберненої задачі з визначення параметрів РІЗ.

У результаті таких досліджень, виконаних для серій реєстрацій, виявилось, що для середньомасштабних і великомасштабних неоднорідностей горизонтальна вісь РІЗ лежить приблизно на висоті $z_n = z_m F_2$. Півтовщина шару з неоднорідностями для середньомасштабних РІЗ дорівнює $H = 25$ км, дуже рідко $H = 50$ км [6]. Тому при визначенні інших параметрів середньомасштабних і великомасштабних РІЗ по окремих (вибраних) реєстрації $\delta f_i(t)$ завжди вважалося, що $z_n = z_m F_2$, задавався напрям хвильового вектора збурень (за розташуванням точки старту ракети, місця вибуху, каспа, епіцентра землетрусу та ін. джерел точкових збурень), оцінювалося значення H ($H = 25$ або 50 км), а потім в ході розв'язування оберненої задачі (із застосуванням методу перебору значень параметрів) обчислювалися величини L , ξ і A_d . Відмічаємо, що такі розрахунки здійснювалися з використанням заздалегідь обчислених значень H і $z_m F_2$.

Обернена задача розв'язувалась шляхом порівняння експериментальних і ітераційних розрахункових значень $\delta f_i(t)$, отриманих при розв'язуванні прямої задачі для вірогідних діапазонів шуканих параметрів РІЗ. Розв'язування оберненої задачі закінчувалося при задовільному узгодженні (наближеному збігу) експериментальної і модельної залежностей $\delta f_i(t)$. Порядок пошуку значень параметрів РІЗ, як правило, був таким. Спочатку приблизно визначалося значення просторового періоду L і фази гармонічних іоносферних збурень на висоті $N_m F_2$, заданих уздовж заздалегідь відомого азимута РІЗ. Далі перебором вірогідних значень приблизно визначалися A_d та ξ . Початкові значення L , A_d і ξ уточнюва-

лися у ході декількох ітерацій. Велика кількість розв'язків оберненої задачі і їхнє порівняння з експериментальними залежностями $\delta f_i(t)$ у збурених і незбурених умовах приведено в роботі [2].

Прояв на реєстраціях $\delta f_i(t)$ великомасштабних (ВН) РІЗ істотно інший, ніж середньомасштабних неоднорідностей. Тут замість квазігармонічної модуляції реєстрацій середньомасштабних збурень $\delta f_i(t)$ з'явилися абсолютно інші ефекти, зумовлені великомасштабними іоносферними збуреннями. Їх ми ретельно дослідили і використали для визначення параметрів великомасштабних РІЗ [6]. При цьому методологія розв'язування оберненої задачі, математична модель великомасштабних неоднорідностей залишилися такими ж, як і у випадку середньомасштабних РІЗ. При обчисленні параметрів великомасштабних РІЗ вважалося, що $H = 80$ км. Це значення H було отримано в роботі [6].

При одночасній появі на реєстраціях $\delta f_i(t)$ двох або навіть трьох РІЗ з різними значеннями L методика розв'язування оберненої задачі ускладнювалася. Спочатку визначалися параметри середньомасштабних РІЗ, а потім характеристики ВМ-неоднорідностей, далі виконувалася суперпозиція розрахованих збурень у вигляді модельної залежності $\delta f_i(t)$. Часто доводилося уточнювати попередній розрахунок параметрів великомасштабних і середньомасштабних РІЗ і знову здійснювати складання вичислених ефектів, що проявляються на розрахованій залежності $\delta f_i(t)$. Критерієм достовірності вичислених параметрів РІЗ був задовільний збіг модельних і експериментальних залежностей $\delta f_i(t)$. При цьому апаратурна похибка визначення параметрів РІЗ була настільки малою, що нею можна було завжди знехтувати, а методична похибка обчислення L і A_d не перевищувала 5...10 % для усіх масштабів РІЗ.

1.5. Зв'язок просторового періоду і амплітуди РІЗ. У ряді наших робіт відзначається пропорційна залежність експериментальних значень L і A_d [5—8]. У роботі [5] таку залежність (див. рис. 1) виявлено для екстремально великих значень A_d (далі — $A_{d\text{Max}}$). Експериментальні дані були зареєстровані в 1999, 2002, 2004 рр. при високій і середній сонячній активності, у діапазоні широт 40...50° N, у більшості випадків у денний

час, зазвичай на південній частині залежності $\delta f_i(t)$. У ході всіх наших досліджень екстремально великі значення $A_{d\text{Max}} = 0.1...0.8$ спостерігалися не менше ніж у 10 % випадків. Такі $A_{d\text{Max}}$ для середньомасштабних РІЗ відповідають найбільшим значенням L , які проявляються на вибраній експериментальній залежності $\delta f_i(t)$. У роботі [5] висловлено припущення про те, що зростаюча залежність $A_{d\text{Max}}(L)$ пояснюється виявленими для цих же реєстрацій $\delta f_i(t)$ широтними залежностями $A_{d\text{Max}}(\varphi)$ і $L(\varphi)$, значення яких (відповідно $A_{d\text{Max}}$ і L) збільшуються із зменшенням широти місця розташування неоднорідності.

Слід підкреслити, що у більшості експериментів з трансіоносферного радіопросвічування виявлені РІЗ були породжені високоширотним точковим джерелом. Цей висновок було зроблено на основі таких даних. Згідно з теорією [12] (вона пояснює ефекти, які спостерігаються експериментально) у цугу РІЗ зі збільшенням відстані від джерела точкового збурення спостерігається майже лінійне збільшення відносної амплітуди A_d і просторового масштабу L . Отже, при віддаленні неоднорідності від місця точкового породження збурення повинна спостерігатися ймовірно лінійна зростаюча залежність $A_{d\text{Max}}(L)$ та $L(A_{d\text{Max}})$.

Наведемо й інше пояснення ефекту підвищення L зі зменшенням φ при породженні РІЗ високоширотним точковим імпульсним джерелом збурення. Згідно з численними експериментальними даними, отриманими після низьковисотних та висотних ядерних вибухів, швидкість поширення екстремумів цугу РІЗ описується спадною залежністю [2, 11]. Як відомо, горизонтальна довжина неоднорідності L визначається відстанню між суміжними максимумами або суміжними мінімумами цугу АГХ-РІЗ. Якщо залежність швидкості екстремумів цугу спадна, то швидкість передньої межі неоднорідності завжди буде більшою за швидкість задньої межі. Це призводить до витягування (збільшення) горизонтального масштабу L при віддаленні (поширенні, переміщенні) неоднорідності від місця довільного точкового імпульсного збурення, зокрема й високоширотного. Таким чином, обговорюване збільшення L пояснюється різницею

швидкостей переміщення передньої і задньої границь неоднорідності.

На рис. 1 з підвищенням L відбувається збільшення $A_{d\text{Max}}$. Розкид експериментальних значень відносно регресії $A_{d\text{Max}}(L)$ пояснюється тим, що експериментальні значення (кружки) стосуються істотно різних періодів спостережень, при яких касп перебував на різних відстанях від ВП.

Мета досліджень роботи полягає у вивченні експериментальної залежності $L(A_d)$ при різних рівнях геомагнітної та сонячної активності.

2. ОПИС БАЗИ ДАНИХ

У 1999—2010 рр. у Харківському національному університеті імені В. Н. Каразіна проводилися дослідження РІЗ у різних геліогеофізичних умовах. На основі цілодобових експериментів, виконаних у вказаний період в радіофізичній обсерваторії університету, отримано базу даних для параметрів 125 неоднорідностей. У табл. 1 приведено тільки ті параметри, які необхідні для виявлення залежності $L(A_d)$ і її можливого зв'язку з рівнями сонячної і магнітної активності: дата експерименту, час траверсу t_0 (як характеристика часу вимірювань параметрів іоносфери), горизонтальний просторовий період L РІЗ, відносна амплітуда A_d збурення електронної концентрації, ефективний індекс сонячної активності (число Вольфа W , яке визначалося розрахунком з використанням реєстрації $\delta f_i(t)$), планетарний індекс Kp геомагнітної активності, номер рисунка у роботі [2] з модельними і експериментальними залежностями $\delta f_i(t)$. Значення параметрів для 125 неоднорідностей визначалися у ході розв'язування оберненої радіофізичної задачі, заснованої на проявах РІЗ на реєстраціях $\delta f_i(t)$. Достовірність отриманого розв'язку для кожного трансіоносферного супутникового радіопросвічування підтверджується порівнянням модельної і експериментальної залежностей $\delta f_i(t)$, приведених у роботі [2].

Як відзначалося у вступі, квазіперіодичний цуг РІЗ зазвичай проявляється тільки на частині реєстрації $\delta f_i(t)$. Це зумовлено нахилом фронту середньомасштабних РІЗ у вертикальній площині, в результаті якого спостерігається широтний

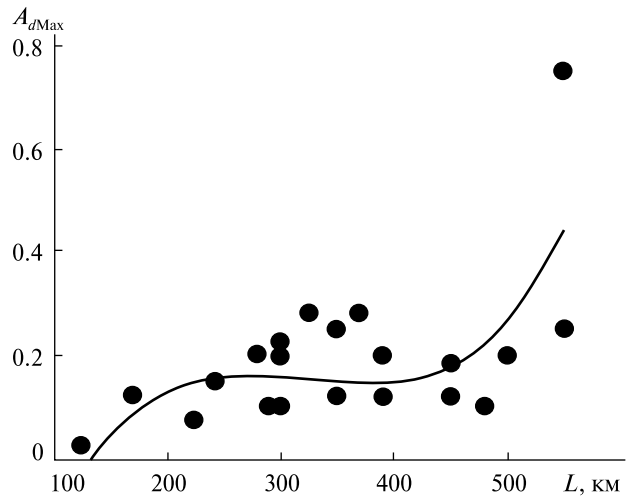


Рис. 1. Залежність $A_{d\text{Max}}(L)$ і її регресія третього порядку [5]

ефект появи РІЗ. При розв'язуванні оберненої задачі цей квазіперіодичний фрагмент цугу ми замінювали гармонійним фрагментом, просторовий період якого був близький до середнього значення просторових періодів фрагмента цугу РІЗ. Для великомасштабних і глобальних РІЗ при визначенні просторового періоду (з причини їхнього значного перевищення протяжності області радіопросвічування) застосовувалися лише гармонійні функції. Згідно з оцінками похибка визначення L і A_d становить 5...10 %.

Слід брати до уваги той факт, що часто на реєстраціях $\delta f_i(t)$ одночасно проявлялися РІЗ різних розмірів. При цьому іноді ми визначали параметри РІЗ не усіх розмірів. Тому в деяких випадках результати порівняння модельних і експериментальних залежностей $\delta f_i(t)$ були не завжди бездоганними.

База даних для нашої роботи взята з роботи [2]. У ній для кожної РІЗ-неоднорідності наведено просторовий горизонтальний період L , нормоване значення A_d амплітуди збурення електронної концентрації, кут нахилу ξ фронту збурення у вертикальній площині, висота розташування горизонтальної осі хвилеводу (висота z_m F2) і його півтовщина H .

Як відзначалося у вступі, в переважній більшості випадків джерело квазіхвильових збурень іоносфери перебувало у високих широтах. При

Таблиця 1. Параметри досліджених неоднорідностей і умови їхніх спостережень

Дата експерименту	t_0	t_0 , год	L , км	A_d	W	Kp	Kp_n	Номер рисунка у роботі [2]
14.01.1999	12:23:44	12.3956	250	0.070	65	5+	5.33	18 а, б
14.01.1999	12:23:44	12.3956	415	0.230	65	5+	5.33	18 а, б
23.07.1999	14:30:49	14.5136	250	0.070	97	3–	2.67	18 в, г
23.07.1999	14:30:49	14.5136	415	0.130	97	3–	2.67	18 в, г
31.07.2002	12:23:26	12.3906	400	0.050	148	2	2.00	24 а, б
31.07.2002	12:23:26	12.3906	200	0.015	148	2	2.00	24 а, б
31.07.2002	20:55:04	20.9178	400	0.100	148	3	3.00	25 а, б
31.07.2002	20:55:04	20.9178	800	0.350	148	3	3.00	25 а, б
31.07.2002	22:49:49	22.8303	800	0.500	148	2	2.00	27 а, б
31.07.2002	23:15:44	23.2622	320	0.200	148	2	2.00	25 в, г
31.07.2002	23:15:44	23.2622	1000	0.950	148	2	2.00	25 в, г
01.08.2002	0:36:29	0.6081	1700	0.600	137	1	1.00	29 а, б
01.08.2002	0:36:29	0.6081	5000	0.900	137	1	1.00	29 а, б
01.08.2002	11:06:15	11.1040	525	0.19	137	5+	5.33	35
01.08.2002	11:06:15	11.1042	650	0.180	137	3+	3.33	25 д, е
01.08.2002	11:06:15	11.1042	400	0.200	137	3+	3.33	25 д, е
01.08.2002	12:27:00	12.4500	2000	0.30	137	5+	5.33	35
01.08.2002	12:27:00	12.4500	325	0.04	137	5+	5.33	35
01.08.2002	12:27:12	12.4533	300	0.035	137	4	4.00	36 а, б
01.08.2002	12:27:12	12.4533	2000	0.300	137	4	4.00	36 а, б
01.08.2002	12:27:12	12.4533	350	0.050	137	4	4.00	36 а, б
01.08.2002	12:51:56	12.8656	150	0.025	137	4	4.00	36 в, г
01.08.2002	12:51:56	12.8656	2000	0.200	137	4	4.00	36 в, г
01.08.2002	12:51:58	12.8660	2000	0.20	137	5+	5.33	35
01.08.2002	12:51:58	12.8660	180	0.03	137	5+	5.33	35
01.08.2002	14:03:58	14.0661	400	0.090	137	4	4.00	37 а, б
01.08.2002	14:03:58	14.0661	3000	0.200	137	4	4.00	37 а, б
01.08.2002	14:04:12	14.0700	3000	0.20	137	5+	5.33	35
01.08.2002	14:04:12	14.0700	400	0.09	137	5+	5.33	35
01.08.2002	14:46:12	14.7700	4000	0.30	137	5+	5.33	35
01.08.2002	14:46:12	14.7700	350	0.03	137	5+	5.33	35
01.08.2002	14:46:15	14.7708	400	0.035	137	4	4.00	37 в, г
01.08.2002	14:46:15	14.7708	300	0.020	137	4	4.00	37 в, г
01.08.2002	14:46:15	14.7708	4000	0.300	137	4	4.00	37 в, г
01.08.2002	16:31:48	16.5300	3000	0.30	137	5+	5.33	35
01.08.2002	18:10:12	18.1700	3000	0.20	137	5+	5.33	35
01.08.2002	19:40:12	19.6700	3000	0.20	137	5+	5.33	35
01.08.2002	19:40:12	19.6700	300	0.05	137	5+	5.33	35
01.08.2002	20:11:05	20.1847	1200	0.35	137	5+	5.33	35
01.08.2002	21:58:12	21.9700	1500	0.20	137	5+	5.33	35
09.11.2004	10:44:47	10.7464	250	0.170	52	5	5.00	18 д, е
09.11.2004	10:44:47	10.7464	600	0.500	52	5	5.00	18 д, е
11.07.2009	22:34:45	22.5792	425	0.080	0	3	3.00	19 а, б

Продовження табл. 1

Дата експерименту	t_0	t_0 , год	L , км	A_d	W	Kp	$Kp_{п}$	Номер рисунка у роботі [2]
30.09.2009	22:36:48	22.6133	2134	0.700	7	2+	2.33	23 а, б
30.09.2009	22:36:48	22.6133	350	0.200	7	2+	2.33	23 а, б
30.09.2009	23:06:12	23.1033	2134	0.600	2	2–	1.67	23 в, г
30.09.2009	23:06:12	23.1033	500	0.200	2	2–	1.67	23 в, г
01.10.2009	1:54:00	1.9000	2134	0.600	7	1+	1.33	23 д, е
01.10.2009	1:54:00	1.9000	500	0.300	7	1+	1.33	23 д, е
02.03.2010	0:25:31	0.4253	1600	0.20	24	2	2.00	33
02.03.2010	08:15:13	8.2536	18000	0.70	24	2	2.00	33
02.03.2010	08:15:13	8.2536	270	0.09	24	2	2.00	33
02.03.2010	10:00:04	10.0010	10000	0.70	24	2	2.00	33
02.03.2010	10:00:04	10.0010	250	0.06	24	2	2.00	33
02.03.2010	11:16:44	11.2790	5000	0.70	24	2	2.00	33
02.03.2010	11:16:44	11.2790	250	0.07	24	2	2.00	33
02.03.2010	11:16:46	11.2794	250	0.070	24	0	0.00	30 а, б
02.03.2010	13:01:59	13.0330	8000	0.35	24	2	2.00	33
02.03.2010	13:01:59	13.0330	250	0.06	24	2	2.00	33
02.03.2010	15:07:52	15.1310	5000	0.25	24	2	2.00	33
02.03.2010	15:07:52	15.1310	500	0.04	24	2	2.00	33
02.03.2010	16:52:05	16.8680	5000	0.32	24	2	2.00	33
02.03.2010	16:52:05	16.8680	280	0.03	24	2	2.00	33
02.03.2010	16:52:05	16.8681	280	0.025	24	2	2.00	30 в, г
02.03.2010	16:52:05	16.8681	5000	0.320	24	2	2.00	30 в, г
03.03.2010	0:51:31	0.8586	1300	0.500	24	2+	2.33	28 а, б
03.03.2010	0:51:32	0.8590	1800	0.50	23	2	2.00	33
03.03.2010	02:51:36	2.8600	1700	0.40	23	2	2.00	33
03.03.2010	4:34:48	4.5800	1550	0.40	23	2	2.00	33
03.03.2010	4:34:50	4.5806	1550	0.400	23	1+	1.33	40 а, б
03.03.2010	5:15:53	5.2647	1550	0.400	23	1+	1.33	40 в, г
03.03.2010	5:15:54	5.2650	1550	0.40	23	2	2.00	33
03.03.2010	08:42:47	8.7130	30000	0.90	23	2	2.00	33
03.03.2010	08:42:47	8.7130	300	0.02	23	2	2.00	33
03.03.2010	11:43:12	11.7200	5000	0.70	23	2	2.00	33
03.03.2010	11:43:12	11.7200	350	0.01	23	2	2.00	33
03.03.2010	11:43:13	11.7203	5000	0.700	23	1–	0.67	31 а, б
03.03.2010	11:43:13	11.7203	350	0.120	23	1–	0.67	31 а, б
03.03.2010	13:34:12	13.5700	5000	0.40	23	2	2.00	33
03.03.2010	13:34:12	13.5700	150	0.01	23	2	2.00	33
03.03.2010	17:03:53	17.0647	10000	0.400	23	2+	2.33	31 в, г
03.03.2010	17:03:53	17.0647	300	0.040	23	2+	2.33	31 в, г
03.03.2010	17:03:54	17.0650	15000	0.40	23	2	2.00	33
03.03.2010	17:03:54	17.0650	300	0.01	23	2	2.00	33
03.03.2010	19:34:48	19.5800	5000	1.00	23	2	2.00	33
03.03.2010	19:34:48	19.5800	225	0.02	23	2	2.00	33
03.03.2010	19:34:51	19.5808	500	1.000	23	3–	2.67	31 д, е

Дата експерименту	t_0	t_0 , год	L , км	A_d	W	Kp	Kp_{-n}	Номер рисунка у роботі [2]
03.03.2010	19:34:51	19.5808	350	0.060	23	3-	2.67	31 д, е
03.03.2010	19:34:51	19.5808	200	0.060	23	3-	2.67	31 д, е
04.03.2010	00:00:27	0.0075	75	0.01	25	3	3.00	34
04.03.2010	00:00:45	0.0125	0.0125	0.01	25	1-	0.67	34
04.03.2010	00:01:12	0.0200	0.02	0.02	25	1-	0.67	34
04.03.2010	00:01:30	0.0250	0.025	0.03	25	1-	0.67	34
04.03.2010	00:03:00	0.0500	0.05	0.05	25	3	3.00	34
04.03.2010	1:18:30	1.3083	2500	0.750	23	2+	2.33	28 в, г
04.03.2010	4:46:50	4.7806	2500	0.600	25	2	2.00	28 д, е
04.03.2010	5:29:59	5.4997	2500	0.600	25	2	2.00	28 ж, з
04.03.2010	5:30:00	5.5000	2500	0.60	25	1-	0.67	34
04.03.2010	07:24:58	7.4160	5000	0.62	25	1-	0.67	34
04.03.2010	09:10:30	9.1750	5000	0.60	25	1-	0.67	34
04.03.2010	10:23:24	10.3900	5000	0.70	25	1-	0.67	34
04.03.2010	12:09:32	12.1590	5000	0.50	25	3	3.00	34
04.03.2010	13:46:35	13.7764	210	0.080	25	1-	0.67	32 а, б
04.03.2010	13:46:35	13.7764	320	0.080	25	1-	0.67	32 а, б
04.03.2010	13:46:35	13.7764	5000	0.530	25	1-	0.67	32 а, б
04.03.2010	15:31:59	15.5330	35000	0.67	25	3	3.00	34
04.03.2010	15:31:59	15.5331	35000	0.670	25	2	2.00	32 в, г
04.03.2010	15:31:59	15.5331	150	0.100	25	2	2.00	32 в, г
04.03.2010	15:31:59	15.5331	240	0.100	25	2	2.00	32 в, г
04.03.2010	16:26:10	16.4360	2500	0.76	25	3	3.00	34
04.03.2010	18:16:42	18.2783	5000	1.000	25	2-	1.67	32 д, е
04.03.2010	20:02:15	20.0375	5000	1.000	25	2-	1.67	32 ж, е
04.03.2010	20:02:17	20.0380	5000	1.00	25	3	3.00	34
05.03.2010	01:44:24	1.7400	1300	0.30	18	0+	0.33	34
05.03.2010	03:14:53	3.2480	4000	1.00	18	0+	0.33	34
05.03.2010	03:59:46	3.9960	4000	1.00	18	0+	0.33	34
05.03.2010	04:58:52	4.9810	3000	0.80	18	0+	0.33	34
05.03.2010	09:37:23	9.6230	20000	1.00	18	1+	1.33	34
05.03.2010	09:37:23	9.6230	230	0.01	18	1+	1.33	34
05.03.2010	10:50:17	10.8380	30000	1.00	18	1+	1.33	34
05.03.2010	10:50:17	10.8380	230	0.02	18	1+	1.33	34
05.03.2010	12:35:35	12.5930	30000	1.00	18	1+	1.33	34
05.03.2010	12:35:35	12.5930	188	0.01	18	1+	1.33	34
05.03.2010	13:58:52	13.9810	30000	1.00	18	1+	1.33	34
05.03.2010	13:58:52	13.9810	233	0.01	18	1+	1.33	34

таких збуреннях вважалося, що хвильовий вектор РІЗ спрямований уздовж географічного меридіана. При землетрусах і пусках важких ракет хвильовий вектор точкових збурень визначався азимутом «точкове джерело — ВП». Для кожної

неоднорідності на час її реєстрації вказано рівні геомагнітної (Kp) і сонячної (W) активності, незбурені значення основного максимуму електронної концентрації $N_m F2$ і висота $z_m F2$ його розташування над ВП. Ефективне значення W

для кожної реєстрації обчислювалося за методикою [14]. Наводяться також номери супутників серії «Парус» та «Цикада», дата, часовий інтервал прольоту ШСЗ, час траверзу t_0 (московський декретний час) і зенітний кут на траверзі g_0 .

3. АНАЛІЗ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ

У період досліджень 14.01.1999—05.03.2010 параметри, що вивчаються, лежали у таких границях: $L = 100...35000$ км, $A_d = 0.005...1$, $W = 0...148$, $Kp = 0...5+$.

На рис. 2, а показано залежність $L(A_d)$, отриману для усіх масштабів РІЗ (кружки), і її апроксимацію поліномом другого степеня (суцільна лінія) з коефіцієнтами: $b_0 = 65.8$ км, $b_1 = 545.1$ км, $b_2 = 7998.5$ км. Коефіцієнт кореляції даних $r = 0.35$. Штриховими лініями вказано довірчі інтервали 95 % і врізка зі збільшеним масштабом для малих значень L і A_d . Коефіцієнт кореляції даних в наведеній регресії другого порядку незначно відрізняється від коефіцієнта кореляції лінійної регресії $r = 0.34$. Тому далі будемо аналізувати тільки лінійні регресії експериментальних даних $L(A_d)$.

На рис. 2, б приведено лінійні регресії залежності $L(A_d)$ для усіх масштабів РІЗ і їхні апроксимації лінійною регресією для низьких $W_1 = 0...25$ (точки), середніх і високих $W_2 = 52...148$ (квадратики) рівнів сонячної активності. Для даних W_1 отримано значення $b_0 = -752.2$ км, $b_1 = 13984.5$ км, $r = 0.33$; для даних W_2 — значення $b_0 = 584.7$ км, $b_1 = 2949.1$ км, $r = 0.24$. Тангенси кутів нахилу лінійної регресії для даних W_1 та W_2 відрізняються у 4.7 раза. Довірчі інтервали 95 % для даних W_1 і W_2 при $L = 1000...35000$ км не перекриваються. Це свідчить про те, що для діапазону $L = 1000...35000$ км лінійні регресії $L(A_d)$ при низькому і високому рівнях сонячної активності суттєво різні.

На рис. 2, в приведено лінійні регресії залежності $L(A_d)$ усіх масштабів для низьких ($Kp_1 = 0...3$) і середніх ($Kp_2 = 3...5+$) рівнів геомагнітної активності. Для даних Kp_1 отримано коефіцієнти $b_0 = -752.2$ км, $b_1 = 13984.5$ км, $r = 0.38$; для даних Kp_2 — значення $b_0 = -167.4$ км, $b_1 = 10336.4$ км, $r = 0.23$. Згідно з розрахунками довірчі інтервали 95 % регресії для даних Kp_1 і Kp_2

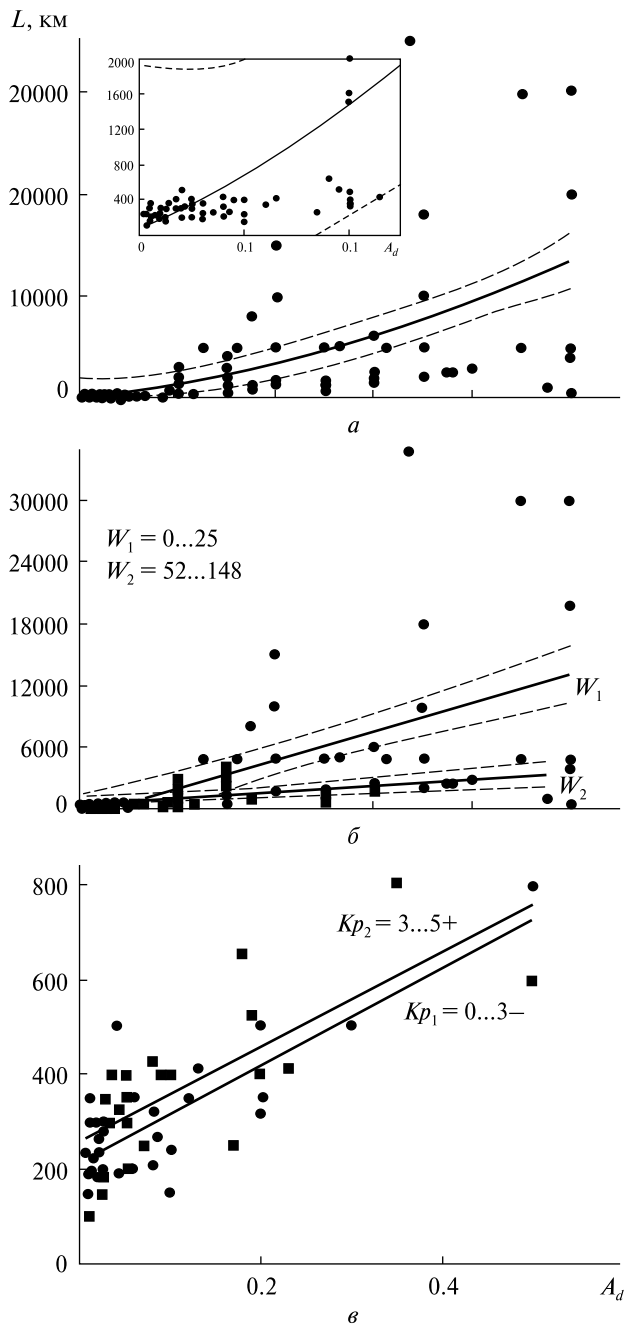


Рис. 2. а — залежність $L(A_d)$ для усіх масштабів РІЗ, б — лінійні регресії залежності $L(A_d)$ усіх масштабів для рівнів сонячної активності $W_1 = 0...25$ (кружки) і $W_2 = 52...148$ (квадратики), в — лінійні регресії залежності $L(A_d)$ усіх масштабів для рівнів геомагнітної активності $Kp_1 = 0...3-$ (кружки) і $Kp_2 = 3...5+$ (квадратики)

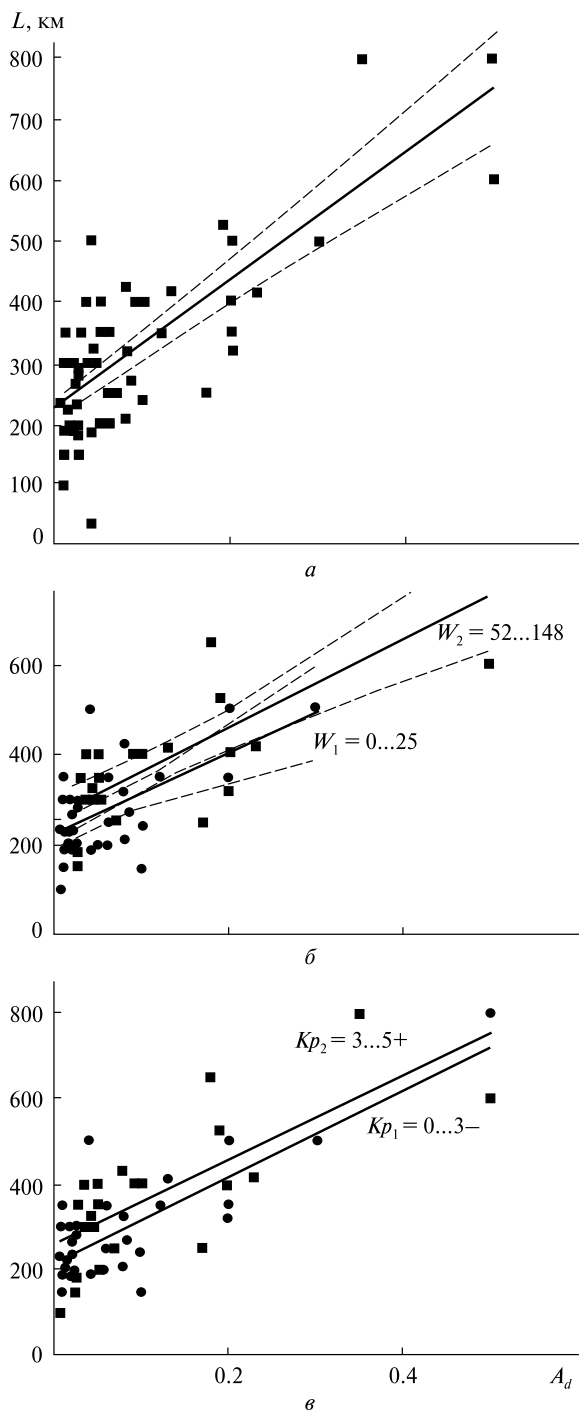


Рис. 3. а — залежність $L(A_d)$ для середньомасштабних РІЗ, б — залежність $L(A_d)$ для середньомасштабних РІЗ при низьких W_1 (кружки), середніх і високих W_2 (квадратики) рівнів сонячної активності, в — залежність $L(A_d)$ для середньомасштабних РІЗ при низьких Kp_1 (кружки) і середніх Kp_2 (квадратики) рівнів геомагнітної активності

практично перекриваються, тому немає підстав вважати, що залежність $L(A_d)$ поводиться по-різному для великих і малих рівнів геомагнітної активності.

З рис. 2, б і в для малих і великих рівнів сонячної активності, малих і середніх рівнів геомагнітної активності виявляється, що $L(A_d)$ є зростаючою залежністю. Проте для різних діапазонів L значення коефіцієнта лінійної регресії b_1 можуть виявитися суттєво різними. Тому нижче залежність $L(A_d)$ досліджено окремо для трьох видів РІЗ: середньомасштабних (100...800 км), великомасштабних (1000...4000 км) і глобальних (5000...35000 км).

На рис. 3, а для середньомасштабних РІЗ наведено експериментальні значення залежності $L(A_d)$ (квадратики) і їхня лінійна регресія з довірчими інтервалами 95 %. Отримано такі значення коефіцієнтів лінійної регресії: $b_0 = 229.1$ км, $b_1 = 1036.2$ км і коефіцієнт кореляції даних $r = 0.59$. Значення A_d для середньомасштабних РІЗ змінювалися у діапазоні 0.005...0.5.

Для середньомасштабних РІЗ збільшення L при збільшенні A_d вперше було виявлено у роботі [5] (детальніше див. п. 1.4). Зазначимо, що у згаданій роботі застосовувалася дещо інша методика обробки і аналізу експериментальних даних.

На рис. 3, б показано дві експериментальні залежності $L(A_d)$ для середньомасштабних РІЗ: окремо для низьких значень $W_1 = 0...25$ (кружки) і для високих значень сонячної активності $W_2 = 52...148$ (квадратики). Коефіцієнти апроксимації даних для вказаних інтервалів W мають такі значення:

- для даних W_1 : $b_0 = 222.1$ км, $b_1 = 891.6$ км, $r = 0.33$,
- для даних W_2 : $b_0 = 259.6$ км, $b_1 = 981.6$ км, $r = 0.64$.

Як бачимо, у регресіях для масивів W_1, W_2 коефіцієнти b_0 і b_1 приблизно однакові. Кожний графік регресій наведених на рис. 3, б, фактично лежить в області перекриття довірчих інтервалів. Тому з проведеного аналізу можна зробити висновок про те, що експериментальна залежність $L(A_d)$ для середньомасштабних РІЗ задовільно апроксимується лінійною регресією і не залежить від рівня сонячної активності.

Для дослідження можливого впливу на залежність $L(A_d)$ рівнів геомагнітної активності масив L для середньомасштабних РІЗ розділений на дві частини (див. рис. 3, *в*): $Kp_1 = 0...3-$ (кружки) і $Kp_2 = 3...5+$ (квадратики). Значення відповідних коефіцієнтів апроксимації для вказаних інтервалів Kp такі:

- для Kp_1 : $b_0 = 216.5$ км, $b_1 = 1009.9$ км, $r = 0.62$,
- для Kp_2 : $b_0 = 259.4$ км, $b_1 = 991.4$ км, $r = 0.54$.

На рис. 3, *в* коефіцієнти регресії для даних Kp_1 і Kp_2 майже збігаються, їхні графіки лежать в області перекриття 95 %-х довірчих інтервалів. Відповідні коефіцієнти лінійної регресії на рис. 2, *б* і 3, *б* відрізняються несуттєво. Це свідчить про те, що для середньомасштабних РІЗ в наших дослідженнях рівні сонячної і геомагнітної активності не чинили впливу на лінійну залежність $L(A_d)$.

Залежність $L(A_d)$ для великомасштабних РІЗ при $W = 2...148$ і $Kp = 3...5+$ показано на рис. 4, *а*. Тут коефіцієнти апроксимації мають значення: $b_0 = 1855.3$ км, $b_1 = 957.1$ км, $r = 0.08$. Низький коефіцієнт кореляції лінійної регресії свідчить про те, що лінійна регресія $L(A_d)$, побудована по усіх вимірах великомасштабних РІЗ, недостовірна.

Тому для пошуку можливої залежності $L(A_d)$ дані для великомасштабних РІЗ були розбиті на дві частини по значеннях рівнів сонячної активності: для $W_1 = 2...25$ і $W_2 = 137...148$. На рис. 4, *б* видно, що дані для низьких (кружки) і високих (квадратики) рівнів сонячної активності апроксимуються лінійною регресією відповідно зростаючою і спадною регресіями з коефіцієнтами:

- для даних W_1 : $b_0 = 219.5$ км, $b_1 = 3448.8$ км, $r = 0.87$,
- для даних W_2 : $b_0 = 3121.8$ км, $b_1 = -2172.7$ км, $r = 0.22$.

Таким чином, достовірним є висновок про те, що для великомасштабних РІЗ рівень сонячної активності істотно впливає на вигляд лінійної регресії даних $L(A_d)$: для низьких рівнів сонячної активності лінійна регресія зростаюча, а при високих — спадна.

Лінійні регресії, побудовані окремо для низьких і високих рівнів геомагнітної активності, також виявилися зростаючою і спадною відповідно (рис. 4, *в*). Коефіцієнти апроксимації дорівнюють:

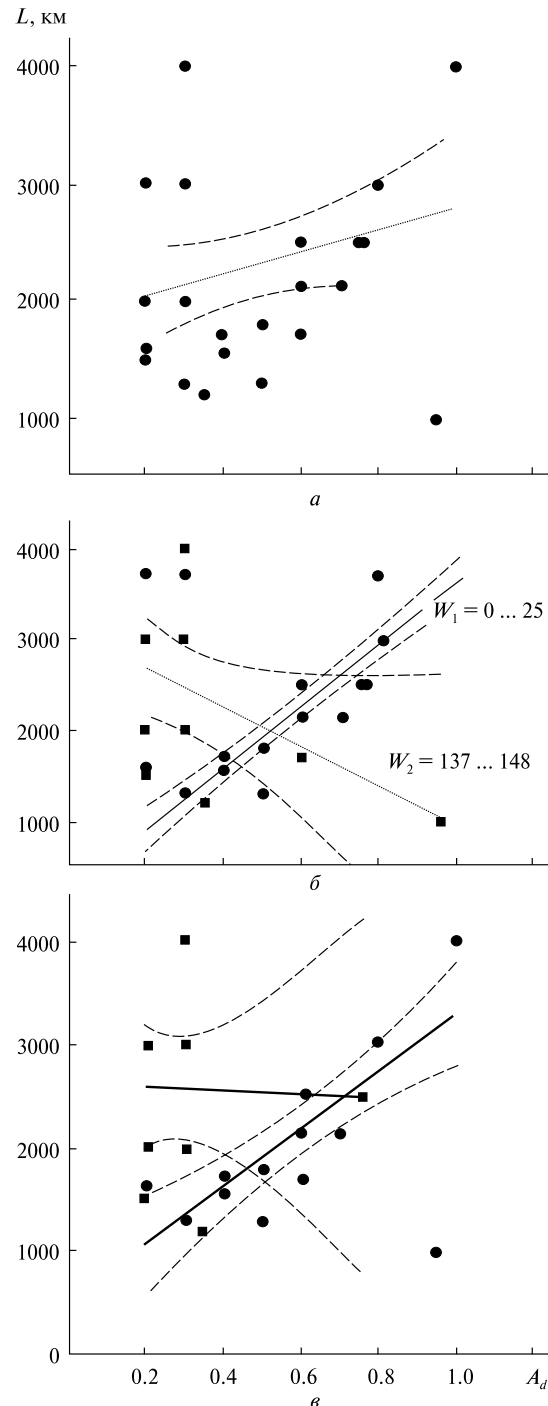


Рис. 4. *а* — залежність $L(A_d)$ для великомасштабних РІЗ, *б* — залежність $L(A_d)$ для великомасштабних РІЗ при низькій W_1 (кружки) і високій W_2 (квадратики) рівнях сонячної активності, *в* — залежність $L(A_d)$ для великомасштабних РІЗ при низькій Kp_1 (кружки) і середніх Kp_2 (квадратики) рівнях геомагнітної активності

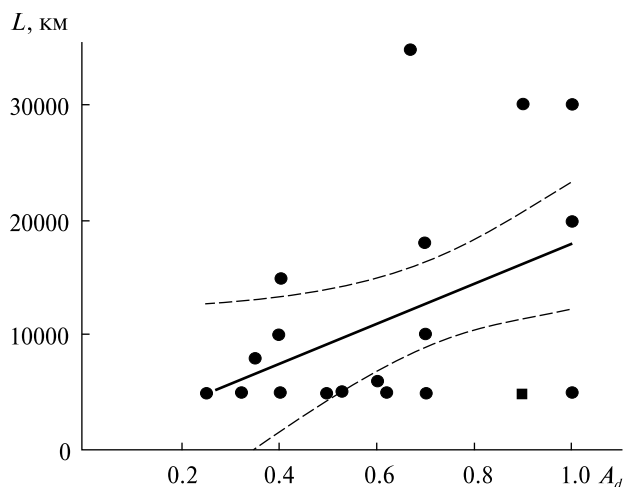


Рис. 5. Залежність $L(A_d)$ для глобальних РІЗ при низьких рівнях сонячної активності $W = 18...25$ і рівнях геомагнітної активності $Kp = 1...3$ (кружки). Квадратик — значення $L(A_d)$ для глобальних РІЗ при високому рівні сонячної активності $W = 137$ і низькому рівні геомагнітної активності $Kp = 1$

- для $Kp_1 = 0+...2+$: $b_0 = 501.8$ км, $b_1 = 2793.1$ км, $r = 0.56$,

- для $Kp_2 = 3...5+$: $b_0 = 2635.3$ км, $b_1 = -173.0$ км, $r = 0.0009$.

Для середніх рівнів геомагнітної активності апроксимація експериментальних даних виявилася недостовірною. Слід взяти до уваги, що для переважного числа досліджуваних неоднорідностей низькі рівні геомагнітної активності ($Kp_1 = 0...3-$) спостерігалися при низьких рівнях сонячної активності ($W_1 = 2...25$). Тільки у чотирьох неоднорідностей з $Kp = 2$ значення їхніх рівнів сонячної активності є дуже високим $W = 148$ (максимальне значення в наших дослідженнях). Така реалізація зв'язку рівнів магнітної і сонячної активності призвела до того, що для $Kp_1 = 0+...2+$ значення коефіцієнтів регресії $b_0 = 501.8$ км, $b_1 = 2793.1$ км виявилися близькими до значень коефіцієнтів регресії для даних W_1 , а саме: $b_0 = 219.5$ км, $b_1 = 3448.8$ км. Проте коефіцієнт кореляції при цьому зменшився з $r = 0.87$ (див. значення r для $W_1 = 2...25$) до $r = 0.56$ ($Kp_1 = 0+...2+$). Швидше за все, лінійний зв'язок $L(A_d)$ від рівня геомагнітної активності практично не залежить, а отримані на рис. 4, в графіки зумов-

лені тим, що неможливо «відключити» сонячну активність при дослідженні впливу геомагнітної активності і навпаки. На користь достовірності цього висновку свідчить також і те, що для усіх масштабів РІЗ залежність від геомагнітної активності не було виявлено (див. рис. 2, в). Ми відмічаємо, що достовірність зробленого нами висновку про незалежність лінійного зв'язку $L(A_d)$ від рівня геомагнітної активності, мабуть, не порушується у зв'язку з наявністю деякої невизначеності, зумовленої недостатньо великим масивом даних для великомасштабних РІЗ.

На рис. 5 показано графік лінійної регресії і її 95 % довірчі інтервали для глобальних РІЗ при низьких рівнях сонячної активності ($W = 18...25$) і геомагнітної активності $Kp = 1...3$. Лише одна неоднорідність отримана при високому рівні сонячної активності ($W = 137$) і низькому рівні геомагнітної активності ($Kp = 1$). Коефіцієнти лінійної апроксимації даних $L(A_d)$ при $W = 18...25$ дорівнюють: $b_0 = 518.6$ км, $b_1 = 17397.5$ км, $r = 0.16$.

На рис. 6, а—в наведено відповідно динаміку добової зміни відносної, абсолютної амплітуд неоднорідності і добового ходу $N_m F2$, які спостерігалися протягом 13 годин 04.03.2010 при низькому рівні сонячної активності. Як видно, абсолютне значення амплітуди ΔN неоднорідності фактично повторює добовий хід $N_m F2$.

Великомасштабні і глобальні РІЗ в основному виявлено при низьких рівнях сонячної і геомагнітної активності. Згідно з нашими спостереженнями, час життя великомасштабних і глобальних РІЗ при низьких рівнях сонячної активності часто становить більше десяти годин, а при високій сонячній активності — у декілька разів менше. Тому прольоти ШСЗ з інтервалами 1...2 год істотно рідше діагностували великомасштабні і глобальні РІЗ при високій сонячній активності. Коефіцієнт лінійної регресії b_1 (тангенс кута нахилу лінійної апроксимації) даних $L(A_d)$ для великомасштабних і глобальних РІЗ відповідно у 4 і 20 разів більший, ніж для середньомасштабних РІЗ.

4. КОРОТКИЙ ОПИС МОДЕЛІ АГХ-РІЗ

Породження і поширення РІЗ описується глобальною прогностичною напівемпіричною мо-

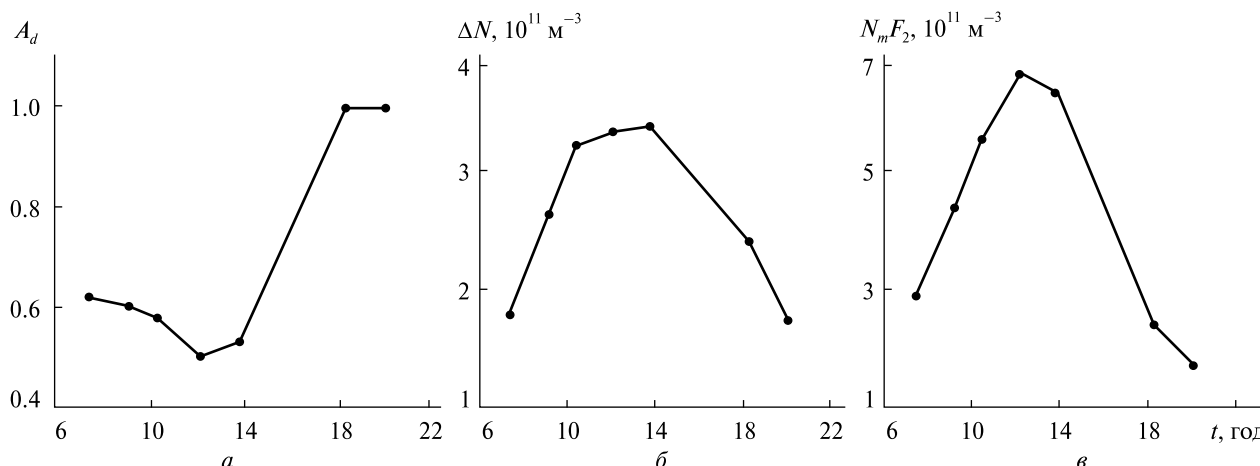


Рис. 6. а — добова зміна A_d в період спостереження глобальних РІЗ з $L = 5000$ км, залежність отримана 04.03.2010 при $W = 25$, б — добова зміна абсолютного значення електронної концентрації неоднорідності $\Delta N = A_d N_m F_2$ в період спостереження глобальних РІЗ з $L = 5000$ км, залежність отримана 04.03.2010 р. при $W = 25$, в — добовий хід $N_m F_2$ в період спостереження глобальних РІЗ з $L = 5000$ км, залежність отримана 04.03.2010 при $W = 25$

деллю АГХ-РІЗ [11]. У джерелі точкового збурення в результаті імпульсної дії відбуваються вільні власні коливання щільності атмосфери. Точковим імпульсним джерелом можуть бути висипання у магнітосферний касп енергійних частинок сонячного вітру, сплеск електроджету (електроструменя), землетрус, вибух вулкану, старт важкої ракети, промисловий вибух, ядерний вибух в атмосфері і космосі. У моделі вважається, що АГХ-РІЗ від вказаних джерел поширюються в атмосферному хвилеводі уздовж поверхні Землі на висотах F2-області іоносфери. Дана модель далі також іменуватиметься моделлю точкового імпульсного збурення.

Джерело (далі атмосферний генератор) у ході коливань щільності атмосфери з півперіодом $\tau_0 = 3.95$ хв випромінює цуг АГХ-РІЗ, швидкість поширення фрагментів якого зменшується зі збільшенням часової затримки від моменту початку таких коливань. Швидкості V_i поширення 16 екстремумів цугу АГХ (мінімумів і максимумів) приведено у табл. 2. Швидкості поширення інших фрагментів (фаз коливань атмосферного генератора), наприклад точок переходу через нульові рівні цугу, визначаються з використанням кусочно-кубічної ермітової інтерполяції [1]. Вказані швидкості поширення екстремумів (і інших фрагментів цугу) незмінні по шляху го-

ризонтального переміщення АГХ-РІЗ. Вказані закономірності спочатку були виявлені експериментально [15], а потім інтерпретовані теоретично [11]. У роботі [11] передбачається, що відносні амплітуди A_i екстремумів цугу, наведені у табл. 2, як і швидкості V_i , не змінюють своїх значень уздовж усього шляху поширення збурення.

Через великі відмінності значень швидкостей поширення V_i суміжних початкових екстремумів у цугу АГХ основні просторові півперіоди l_i належать великомасштабним та глобальним неоднорідностям. Так, наприклад, протягом інтервалу часу $\delta t = 10$ хв = 600 с після «включення» атмосферного генератора породжується перший просторовий півперіод l_1 , який стосується глобальних АГХ:

$$l_1 = (V_0 - V_1) \delta t = (11.3 \text{ км/с} - 3 \text{ км/с}) \cdot 600 \text{ с} = 4980 \text{ км.}$$

Швидкість поширення середини цього півперіоду, що безперервно розширюється, є постійною:

$$V_{\Pi} = (V_0 + V_1) / 2 = (11.3 \text{ км/с} + 3 \text{ км/с}) / 2 = 7.15 \text{ км/с.}$$

Відстань середини даного півперіоду від джерела збурення дорівнює

$$S = V_{\Pi} \delta t = 7.15 \text{ км/с} \cdot 600 \text{ с} = 4290 \text{ км.}$$

Далі для спрощення викладу обговорюваної моделі вважається, що у будь-який вибраний

Таблиця 2. Просторові квазіпівперіоди l_i для різних значень del , отримані по параметрах глобальної напівемпіричної моделі АГХ-РІЗ

i	Екстремуми цугу	V_i , км/с	A_i	A_{di}	l_i , км		
					$del = 0.5$ год	$del = 3$ год	$del = 6$ год
0	Min	11.3155	0.48	0.655	21049.1	95888.6	185696.0
1	Max	3	0.83	0.9	6583	23197.9	43135.7
2	Min	1.1539	0.97	0.985	2442.2	6689.3	11785.9
3	Max	0.682	1	0.975	1479.6	3398.4	5700.9
4	Min	0.4688	0.95	0.915	987.5	1992.8	3199.1
5	Max	0.3571	0.88	0.84	818.2	1504.0	2326.9
6	Min	0.2809	0.8	0.75	553.5	938.7	1400.9
7	Max	0.2381	0.7	0.675	558.3	901.3	1312.7
8	Min	0.2	0.65	0.6	418	639.5	905.0
9	Max	0.1754	0.55	0.52	323.7	475.9	658.3
10	Min	0.1585	0.49	0.45	350.3	503.3	686.9
11	Max	0.1415	0.41	0.38	383	536.0	719.6
12	Min	0.1245	0.35	0.32	424	576.1	758.6
13	Max	0.1076	0.29	0.27	486.2	639.2	822.8
14	Min	0.0906	0.25	0.235	573.2	726.2	909.8
15	Max	0.0736	0.22				

момент часу відносно збурення в АГХ та РІЗ збігаються. Таке допущення правомірне, коли хвильовий вектор АГХ утворює кут α з площиною магнітного меридіана, що не перевищує 40° . У моделі точкового імпульсного збурення [11] є емпіричне співвідношення, яке дозволяє обчислити амплітуду РІЗ для довільного кута α .

5. ПОШУК ТЕОРЕТИЧНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПЕРІОДУ ВІД АМПЛІТУДИ АГХ-РІЗ

5.1. Теоретичний розгляд. Як видно з табл. 2, модельні початкові суміжні значення швидкостей V_i дуже різні (тут i — номер екстремуму, del — час життя неоднорідностей, який задається). Це призводить до того, що навіть сусідні просторові півперіоди помітно відрізняються один від одного. Тому нижче вони іменуються не півперіодами, а квазіпівперіодами. Далі для більш детального теоретичного аналізу розглядаються не просторові періоди, а просторові квазіпівперіоди.

Для обчислення значення просторового квазіпівперіоду заданого номера (у цугу АГХ), що пе-

реміщається над ВП, який розташований на відстані R від атмосферного генератора, спочатку обчислимо тривалість часового квазіпівперіоду з тим же номером у цугу АГХ, що і просторовий квазіпівперіод, який розглядається. Тривалість часового квазіпівперіоду з номером i характеризує його час життя над ВП, оскільки на зміну поточного квазіпівперіоду з номером i з'явиться квазіпівперіод з номером $(i+1)$. Квазіпівперіод з номером $(i+1)$ буде заміщений квазіпівперіодом з номером $(i+2)$ і так далі. Такі події зазвичай мають місце при високій сонячній активності. При цьому не спостерігається накладення коливань, наприклад $z_m F2$ (або $N_m F2$) різних періодів, що проявилися в різні інтервали часу. Тому наше припущення допустиме, воно не суперечить експериментальним даним.

Для обчислення довжини просторового горизонтального квазіпівперіоду, який розміщується над ВП, знайдено добуток тривалості часового квазіпівперіоду з номером i на швидкість поширення просторового квазіпівперіоду з цим же номером. Для цього отримаємо спочатку залежність тривалості часових квазіпівперіодів цугу

АГХ-РІЗ від часової затримки їхніх спостережень над ВП $\tau_i(t)$. Тут затримка t відлічується від моменту збудження атмосферного генератора до спостереження середини тривалості вибраного квазіпівперіоду.

Як вже відзначалося, у джерелі початкового збурення відбуваються коливання щільності повітря з постійним періодом $T = 2\tau_0 = 7.9$ хв, де півперіод $\tau_0 = 3.95$ хв. Час спостереження t_0 початкового (нульового) екстремуму (мінімуму, *onset*) над ВП, розташованого на відстані R від джерела, визначається очевидним виразом:

$$t_0 = R/V_0. \quad (3)$$

Тут V_0 — швидкість поширення нульового екстремуму (початкового мінімуму).

Кожен наступний екстремум хвилі збурення спостерігається із затримкою τ_0 . Тому час t_i приходу до ВП довільних екстремумів цугу АГХ-РІЗ обчислюється за формулою

$$t_i = R/V_i + i\tau_0, \quad (4)$$

$$i = 0, 1, 2, \dots, 15,$$

де V_i — швидкість поширення i -го екстремуму.

Різниця часів приходу суміжних екстремумів цугу АГХ-РІЗ визначає тривалість квазіпівперіодів τ_i :

$$\tau_i = t_i - t_{i-1} = \tau_0 + R(1/V_i - 1/V_{i-1}), \quad (5)$$

$$i = 1, 2, \dots, 15.$$

Час $t_{i\ m}$ спостереження середини часового квазіпівперіоду, який визначається по екстремумах цугу, обчислюється за формулами:

$$t_{1\ m} = (t_0 + t_1)/2 = (R/V_0 + R/V_1 + \tau_0)/2, \quad (6)$$

$$t_{i\ m} = (t_{i-1} + t_i)/2 =$$

$$= [R(1/V_{i-1} + 1/V_i) + (2i-1)\tau_0]/2, \quad (7)$$

$$i = 2, 3, \dots, 15.$$

Тут i — номер екстремуму в цугу АГХ-РІЗ.

Залежності $\tau_i(t_{i\ m})$ тривалості часового квазіпівперіоду від часу (спостереження його середини), що пройшов після запуску атмосферного генератора, для $R = 2500, 4500$ і 6500 км показано на рис. 7. Розрахункову залежність $\tau_i(t_{i\ m})$ представлено у вигляді графіка $\tau(t)$ без вказівки індексів біля змінних. Криві розраховано по формулах (5)—(7).

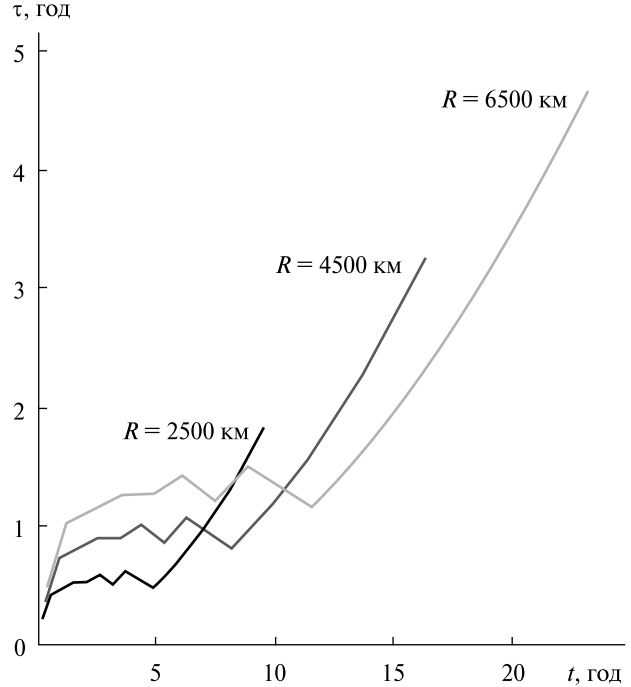


Рис. 7. Залежності $\tau(t)$ для трьох значень R

Нагадуємо, що швидкості екстремумів V_i спадають зі зростанням їхнього номера в цугу АГХ-РІЗ (див. табл. 2) і не змінюються по усьому шляху поширення. Тому швидкість переміщення кожного просторового квазіпівперіоду (у цугу АГХ-РІЗ) буде постійною для ВП з довільним значенням R . Ця швидкість визначається залежністю

$$V_{i\ m} = (V_{i-1} + V_i)/2, \quad (8)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, 15.$$

Значення просторового квазіпівперіоду l_i над ВП, розташованого на відстані R від джерела, обчислюється за очевидною формулою

$$l_i = V_{i\ m}\tau_i, \quad (9)$$

де τ_i і $V_{i\ m}$ визначаються залежностями (5) і (8).

Кожне значення l_i характеризується відносною амплітудою A_{dli} :

$$A_{dli} = (A_{i-1} + A_i)/2, \quad (10)$$

$$i = 1, 2, 3, \dots, 15.$$

Значення A_{dli} наведено у табл. 2 (5-та графа).

Розраховані залежності $l_i(A_{dli})$ для трьох значень R показано на рис. 8, де на графіку тут і

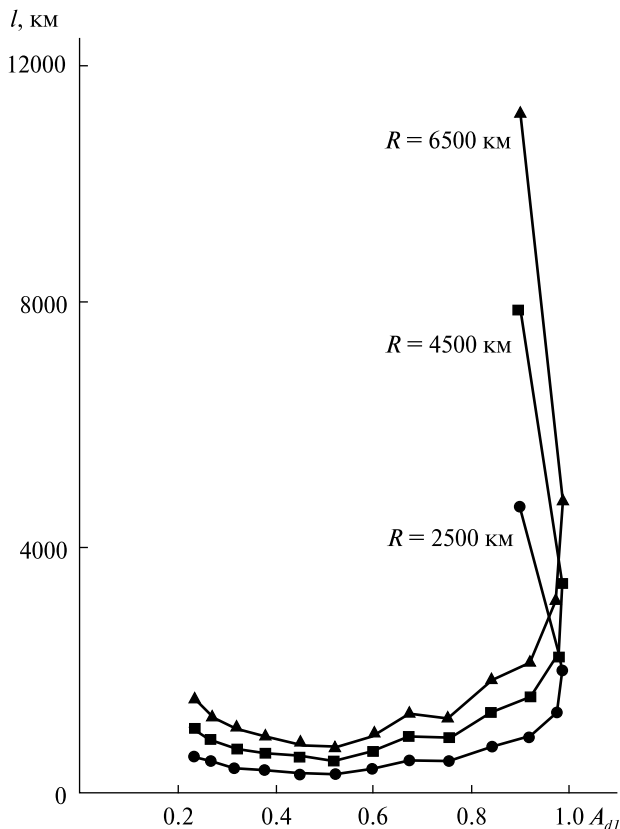


Рис. 8. Залежність горизонтальних квазіпівперіодів l від відносної амплітуди A_{d1} для $R = 2500, 4500$ та 6500 км. На графіку $A_{d1}(l)$ не наводиться індекс i у змінних l та A_{d1}

нижче індекс i не вказано. На кожній із залежностей спостерігається кінцевий лінійний спадний фрагмент залежності. Максимальні значення цього фрагменту l різко збільшуються зі збільшенням R .

5.2. Порівняння модельних і експериментальних значень. У розд. 3 досліджувались залежності горизонтальних розмірів РІЗ від їхньої відносної амплітуди. Дослідження проведені протягом одинадцятирічного періоду. У цей період відстань між місцем початкового збурення (каспом) і ВП (радіофізична обсерваторія Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, $\varphi = 49.63^\circ$ N, $\lambda = 36.32^\circ$ E) була різною. Згідно з оцінками у середньому вона становила не більш ніж $R = 2500$ км. Тому подальші розрахунки виконаємо тільки для нижньої кривої, що показана на рис. 8.

Спадний фрагмент залежності при $(A_{d1}) \geq 0.9$ відповідає великомасштабним АГХ, він розташований у діапазоні півперіодів $l = 2000 \dots 4000$ км, що для просторових періодів приблизно відповідає діапазону $L = 4000 \dots 8000$ км. Для вказаних умов коефіцієнт лінійної регресії виявився рівним $b_1 = -31852$. Спадна залежність $L(A_d)$ експериментально спостерігалася тільки при високій сонячній активності ($W = 137 \dots 148$) з коефіцієнтом лінійної регресії $b_1 = -2173$ (див. рис. 4, б), що якісно узгоджується з наведеною вище теоретичною оцінкою. Розкид експериментальних значень $L(A_d)$ відносно їхньої лінійної регресії пояснюється різними значеннями R , що мали місце у ході проведених багаторічних спостережень. При високій сонячній активності реєструвалися РІЗ, час життя яких для $R = 2500$ км визначався тривалістю квазіперіоду $0.5 \dots 1$ год. Тривалість будь-якого квазіперіоду модельного цугу АГХ оцінено з використанням рис. 7, на якому ілюструється часова динаміка тривалості квазіпівперіоду. Квазіперіод приблизно визначається подвоєним квазіпівперіодом (див. лінійні ділянки залежності $\tau(t)$ на рис. 7).

5.3. Обчислення довжини очікуваного квазіпівперіоду при низькій сонячній активності. У розд. 3 на основі експериментальних досліджень відзначалося, що час життя РІЗ на висоті $z_m F2$ в роки низької сонячної активності може становити близько 13 год. Таке збільшення часу життя неоднорідностей призводить до істотного розширення довжини квазіпівперіоду l_i . В цьому випадку довгоживучий квазіпівперіод може виявитися в ході послідовних 3—7 прольотів ШСЗ (див. рис. 6, б).

У роки мінімуму сонячної активності значення просторового півперіоду l_i можна приблизно описати виразом

$$l_i = 0.5\tau_i (V_i + V_{i+1}) + (V_i - V_{i+1})del, \quad (11)$$

де del — час життя квазіпівперіоду l_p , який задається при низькій сонячній активності. Перший доданок в (11) є мінімальною частиною довжини квазіпівперіоду, вона визначається співвідношенням (9). Така довжина квазіпівперіоду може спостерігатися при високій сонячній активності, коли час життя l_i є мінімальним. Другий до-

данок в (11) — це приріст довжини квазіпівперіоду l_i за рахунок збільшення його часу життя del . Співмножник $(V_i - V_{i+1})$ другого додатку виразу (11) — це швидкість розширення, зумовлена відмінністю суміжних значень V_i . Найбільша різниця значень V_i — для п'яти перших суміжних екстремумів цугу (див. табл. 2). Тому співвідношення (11) прогнозує найбільші прирости, викликані затримкою del , для декількох початкових суміжних екстремумів. Для V_i в діапазоні від $i = 6$ до $i = 14$ спостерігаються невеликі прирости l_p , оскільки суміжні значення V_i для цих екстремумів цугу мало відрізняються одне від одного (див. табл. 2).

Розрахунок залежності $l(A_{dl})$ для $R = 2500$ км і різних значень del (0.5, 3 і 6 год) для середньомасштабних, великомасштабних і глобальних РІЗ наведено на рис. 9. Тут останні фрагменти залежності для великомасштабних і глобальних РІЗ не спадають, як при високій сонячній активності, а зростають. За даними цього рисунка розраховано лінійні регресії для різних значень del (0.5, 3 і 6 год), середньомасштабних, великомасштабних і глобальних РІЗ. Результати обчислень ілюструються на рис. 10.

Розрахункові значення b_1 для ряду затримок del у середньомасштабних (СМ), великомасштабних (ВМ) і глобальних (ГМ) РІЗ і частки $b_{1ВМ}/b_{1СМ}$, $b_{1ГМ}/b_{1СМ}$ для ряду затримок del наводяться в табл. 3. Експериментальні значення $b_{1ВМ}/b_{1СМ}$ і $b_{1ГМ}/b_{1СМ}$ дорівнюють (див. розд. 3):

$$\begin{aligned} b_{1ВМ}/b_{1СМ} &= 4, \\ b_{1ГМ}/b_{1СМ} &= 20. \end{aligned}$$

Таблиця 3. Розрахункові значення b_1 для різних затримок del в середньомасштабних, великомасштабних і глобальних РІЗ

Вид РІЗ	del , год	b_1	$b_{1ВМ}/b_{1СМ}$	$b_{1ГМ}/b_{1СМ}$
Середньомасштабні (СМ) РІЗ	0.5	62		
	3	493		
	6	1010		
Великомасштабні (ВМ) РІЗ	0.5	2258	36	
	3	6518	13	
	6	11630	12	
Глобальні (ГМ) РІЗ	0.5	96270		1553
	3	329099		667
	6	608496		602

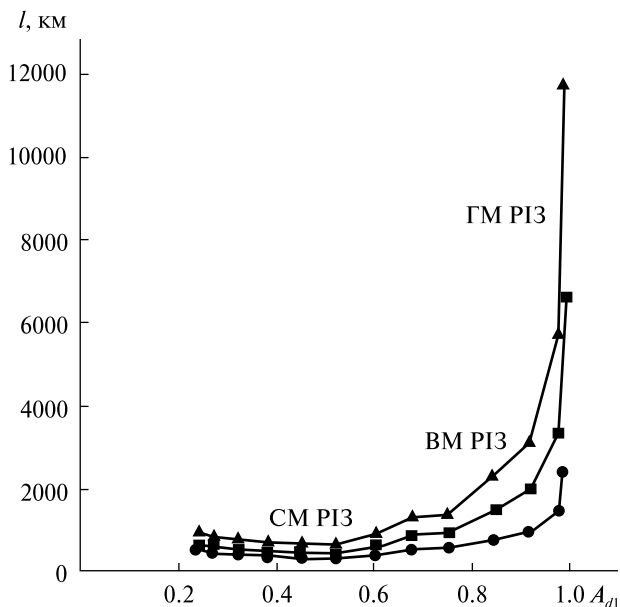


Рис. 9. Залежність $l(A_{dl})$ для $R = 2500$ км і різних значень $del = 0.5$ год (точки), 3 год (квадратики), 6 год (трикутники) середньомасштабних, великомасштабних і глобальних РІЗ

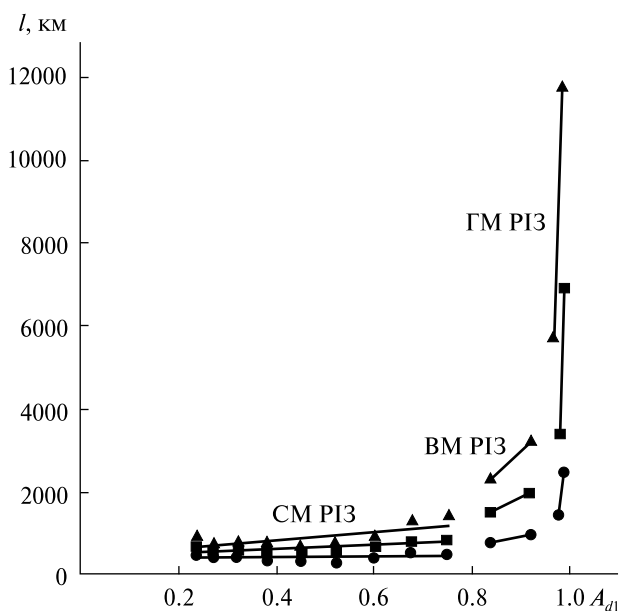


Рис. 10. Залежність лінійної регресії для $l(A_{dl})$ при $R = 2500$ км і різних значень $del = 0.5$ год (точки), 3 год (квадратики), 6 год (трикутники) середньомасштабних, великомасштабних і глобальних РІЗ

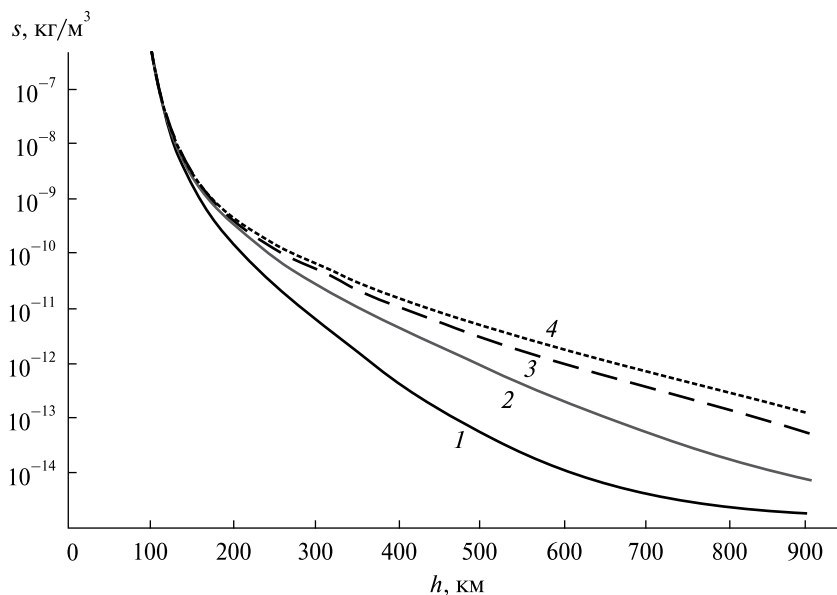


Рис. 11. Висотна залежність щільності s атмосфери при різних рівнях сонячної активності: 1 — низький, 2 — середній, 3 — високій, 4 — високій (сплески). Графік узято з документа ECSS-E-ST-10-04C «Європейській кооперації по стандартизації в області космічної техніки». https://chipinfo.pro/infos/physics/atmospheric_density, <https://habr.com/ru/post/410861>

Експериментальні результати та оцінки, отримані в рамках моделей, для низької сонячної активності узгоджуються задовільно. Спостерігається різке зростання нахилу лінійної регресії для середньомасштабних, великомасштабних та глобальних РІЗ. Оцінки свідчать про те, що тривалість життя великомасштабних і глобальних РІЗ може істотно перевищувати 6 год, що підтверджено експериментально у розд. 3.

6. ОБГОВОРЕННЯ

Одним із важливих результатів проведених досліджень є експериментальне підтвердження того факту, що в F2-області іоносфери при низькій сонячній активності час життя неоднорідностей електронної концентрації може бути більш ніж в 10 разів більшим, ніж при високій сонячній активності. Було встановлено, що при низьких значеннях індексу W час життя неоднорідностей становить не менше 13 год, а при високих — десятки хвилин. З'ясуємо природу такої залежності.

Загасання амплітуди неоднорідностей пов'язане з частотою зіткнень електронів з молекулами та атомами (наприклад, атомарний кисень): що більша частота зіткнень, то менший є час життя збурення. Частота зіткнень пропорційна щільності атмосфери. Тому на висоті z_m F2

(~300 км) час життя неоднорідності становить 6 год, а на висоті 200 км, через істотно вищу концентрацію N_2 , час життя — всього 19 хв [12].

Щільність атмосфери дуже сильно залежить від стану сонячної активності. На рис. 11 наведено висотні профілі щільності атмосфери при низькій, середній і високій сонячній активності відповідно до моделі «Європейської кооперації по стандартизації в області космічної техніки». Як видно з графіків, на висоті 300 км щільність атмосфери для мінімуму і максимуму сонячної активності відрізняється приблизно у десять разів. Тому згідно з наведеною моделлю зроблені в статті висновки про велику відмінність часу життя неоднорідностей при низькій і високій сонячній активності видаються достовірними, їх можна рекомендувати використовувати при побудові прогностичної моделі глобального розподілу збуреної електронної концентрації F-області іоносфери.

У цій статті з використанням експериментальних даних, отриманих за різних геліогеофізичних умов, досліджено залежності $L(A_q)$. В роботі [5] експериментально показано, що для середньомасштабних РІЗ за різних геліогеофізичних умов просторовий горизонтальний період L виявився пропорційним відносній амплітуді A_q . Тому не дивно, що для великомасштабних

РІЗ в результаті обробки даних, узятих з роботи [2] для низької сонячної активності, було отримано зростаючу лінійну регресію залежності $L(A_d)$. Натомість спадна регресія $L(A_d)$ для великомасштабних РІЗ при високій сонячній активності виявилася несподіванкою. Проте теоретичний аналіз і оцінки, виконані на його основі, підтвердили достовірність отриманих емпіричних залежностей. Аналіз здійснено за допомогою глобальної напівемпіричної моделі зародження і поширення АГХ-РІЗ [11]. Використання цієї моделі підтверджує адекватність згаданих емпіричних залежностей і свідчить на користь достовірності згаданої моделі АГХ-РІЗ.

7. ВИСНОВКИ

1. Для середньомасштабних, великомасштабних та глобальних РІЗ експериментальні значення $L(A_d)$ апроксимуються лінійною залежністю. Коефіцієнт лінійної регресії b_1 для великомасштабних і глобальних РІЗ відповідно у 4 та 20 разів більший, ніж для середньомасштабних РІЗ.

2. Для середньомасштабних РІЗ рівень сонячної активності не впливає на залежність $L(A_d)$.

3. Для великомасштабних РІЗ лінійна апроксимація $L(A_d)$ при низькому рівні сонячної ак-

тивності є зростаючою залежністю, а для високого рівня — спадною.

4. Для глобальних РІЗ при низькому рівні сонячної активності лінійна апроксимація $L(A_d)$ є зростаючою залежністю.

5. Рівень геомагнітної активності не впливає на залежність $L(A_d)$ для середньомасштабних, великомасштабних і глобальних РІЗ.

6. При високому рівні сонячній активності час життя просторового періоду великомасштабних РІЗ визначається тривалістю його часового періоду і становить до 1...3 год, лінійна регресія просторових періодів від відносної амплітуди є спадною залежністю.

7. При низькому рівні сонячної активності час життя великомасштабних РІЗ може істотно перевершувати 6 год, лінійні регресії для великомасштабних і глобальних РІЗ є різко зростаючими залежностями.

8. Експериментальну залежність величини просторового періоду від нормованої амплітуди великомасштабних РІЗ при низькому і високому рівнях сонячної активності пояснює теорія зародження і поширення АГХ-РІЗ, розроблена науковими співробітниками Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна [11].

ЛІТЕРАТУРА

1. Калиткин Н. Н. *Численные методы: учеб. пособие*. М.: Наука, 1978. 512 с.
2. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Дорохов В. Л. Пространственно-временная динамика перемещающихся ионосферных возмущений. *Космична наука і технологія*. 2016. 22, № 5. С. 3—70.
3. Тырнов О. Ф., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф. Исследование волновых возмущений электронной концентрации с помощью радиопросвечивания ионосферы когерентными сигналами навигационных спутников Земли. *Успехи современной радиоэлектроники*. 2005. № 5. С. 36—80.
4. Федоренко В. Н., Федоренко Ю. П., Шагмуратов И. И. Результаты исследования ионосферы, полученные при помощи пространственно разнесенного приёма радиосигналов низкоорбитных навигационных ИСЗ. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1997. 37, № 3. С. 121—126.
5. Федоренко Ю. П., Тырнов О. Ф., Федоренко В. Н. Параметры эмпирической модели перемещающихся ионосферных возмущений. *Электромагнитные волны и электронные системы*. 2008. 13, № 1. С. 21—46.
6. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Дорохов В. Л. Наклон фронта в вертикальной плоскости и эффективная толщина слоя среднemasштабных перемещающихся ионосферных возмущений. *Вісник Харків. нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна. Сер. Радіофізика та електроніка*. 2010. № 942, вип. 17. С. 109—120.
7. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Дорохов В. Л. Определение параметров крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений при помощи радиопросвечивания ионосферы сигналами низкоорбитных навигационных ИСЗ. *Вісник Харків. нац. ун-ту ім. В. Н. Каразіна. Сер. Радіофізика та електроніка*. 2012. № 1010, вип. 20. С. 97—112.
8. Федоренко Ю. П., Федоренко В. Н., Лысенко В. Н. Экспериментальные параметры модели среднemasштабных перемещающихся ионосферных возмущений. *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2011. 51, № 1. С. 90—106.

9. Chiu Y. T. An improved phenomenological model of ionosphere density. *J. Atmos. and Terr. Phys.* 1975. **37**. P. 1563—1570.
10. Evans J. V., Holt J. M., Wand R. H. A differential-Doppler study of traveling ionospheric disturbances from Millstone Hill. *Radio Sci.* 1983. **18**, No. 3. P. 435—451.
11. Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., Fedorenko V. N., Dorohov V. L. Model of traveling ionospheric disturbances. *J. Space Weather Space Clim.* 2013. **3**, No. A30. P. 1—28. doi: 10.1051/swsc/2013052.
12. Francis S. H. A theory of medium-scale traveling ionospheric disturbances. *J. Geophys. Res.* 1974. **79**, No. 34. P. 5245—5260.
13. Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., Maeno H. Satellite observation of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Syowa station. *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.* 1988. **1**. P. 192—198.
14. Pushin V. F., Fedorenko V. N., Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., Shagimuratov I. I. Space correction of global models of electron number density in the ionosphere by receiving at one site signals from low-orbit satellites. *Phys. Chem. Earth (C)*. 1999. **24**, No. 4. P. 375—378.
15. Row R. V. Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake. *J. Geophys. Res.* 1967. **72**, No. 5. P. 1599—1610.
16. Tucker A. J., Fannin B. M. Analysis of ionospheric contribution to the Doppler-shift of CW signal from artificial Earth satellites. *J. Geophys. Res.* 1968. **73**, No. 13. P. 4325—4334.
17. Willman J. F. Frequency-dependent ionospheric refraction effects on the Doppler shift of satellite signals. *IEEE transactions on aerospace and electronic systems*. 1965. **AES-1**, No. 3. P. 283 — 289.
18. Willman J. F., Tucker A. J. Accuracy of satellite Doppler data for ionospheric study, navigation, and geodesy. *J. Geophys. Res.* 1968. **73**, No. 1. P. 385—392.

Стаття надійшла до редакції 20.01.2019

REFERENCES

1. Kalitkin N. N. (1978). *Numerical methods*: Textbook. Moscow: Nauka, 512 p. [in Russian].
2. Tyrnov O. F., Fedorenko Y. P., Dorohov V. L. (2016). Spatio-temporal dynamics of traveling ionospheric disturbances. *Kosm. nauka tekhnol.*, **22** (5), 3—70 [in Russian].
3. Tyrnov O. F., Fedorenko Yu. P., Chernogor L. F. (2005). Studying wave-like disturbances of electron density using radio sounding of the ionosphere by coherent signals of navigation satellites. *Usp. Sovrem. Radioelektron.*, **1**, 36—80 [in Russian].
4. Fedorenko V. N., Fedorenko Yu. P., Shagimuratov I. I. (1997). Results of the ionosphere study by means of diversity reception of radiosignals of low-orbiting navigation satellites. *Geomagn. Aeron.*, **37** (3), 346—349. [in Russian].
5. Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., Fedorenko V. N. (2008). Parameters of empirical model of traveling ionospheric disturbances. *Elektromagnitnye volny i elektronnye sistemy*, **13** (1), 21—46 [in Russian].
6. Fedorenko Yu. P., Fedorenko V. N., Dorohov V. L. (2010). Front inclination in a vertical plane of medium-scale traveling ionospheric disturbances and an effective thickness of a layer of their detection. *Visn. Kharkiv Karazin Nat. Univ., Ser. Radiofiz. Elektron.*, **17** (942), 109—120 [in Russian].
7. Fedorenko Yu. P., Fedorenko V. N., Dorohov V. L. (2012). Diagnostics of parameters of large-scale traveling ionospheric disturbances with the help radioscopy ionosphere by signals low-orbital navigating satellites, *Visn. Kharkiv Karazin Nat. Univ., Ser. Radiofiz. Elektron.*, **20** (1010), 97—112 [in Russian].
8. Fedorenko Yu. P., Fedorenko V. N., Lysenko V. N. (2011). Parameters of the medium-scale traveling ionospheric disturbances model deduced from measurements. *Geomagn. Aeron.*, **51** (1), 90—106 [in Russian].
9. Chiu Y. T. (1975). An improved phenomenological model of ionosphere density. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, **37**, 1563—1570.
10. Evans J. V., Holt J. M., Wand R. H. (1983). A differential-Doppler study of traveling ionospheric disturbances from Millstone Hill. *Radio Sci.*, **18** (3), 435—451.
11. Fedorenko Y. P., Tyrnov O. F., Fedorenko V. N., Dorohov V. L. (2013). Model of traveling ionospheric disturbances. *J. Space Weather Space Clim.*, **3** (A30), 1—28. doi: 10.1051/swsc/2013052.
12. Francis S. H. (1974). A theory of medium-scale traveling ionospheric disturbances. *J. Geophys. Res.*, **79** (34), 5245—5260.
13. Ogawa T., Igarashi K., Aikyo K., Maeno H. (1988). Satellite observation of medium-scale traveling ionospheric disturbances over Syowa station. *Proc. NIPR Symp. Upper Atmos. Phys.*, **1**, 192—198.
14. Pushin V. F., Fedorenko V. N., Fedorenko Yu. P., Tyrnov O. F., Shagimuratov I. I. (1999). Space correction of global models of electron number density in the ionosphere by receiving at one site signals from low-orbit satellites. *Phys. Chem. Earth (C)*, **24** (4), 375—378.
15. Row R. V. (1967). Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere due to a nuclear detonation and an earthquake. *J. Geophys. Res.*, **72** (5), 1599—1610.
16. Tucker A. J., Fannin B. M. (1968). Analysis of ionospheric contribution to the Doppler-shift of CW signal from artificial Earth satellites. *J. Geophys. Res.*, **73** (13), 4325—4334.

17. Willman J. F. (1965). Frequency-dependent ionospheric refraction effects on the Doppler shift of satellite signals. *IEEE transactions on aerospace and electronic systems*, **AES-1** (3), 283—289.
18. Willman J. F., Tucker A. J. (1968). Accuracy of satellite Doppler data for ionospheric study, navigation, and geodesy. *J. Geophys. Res.*, **73** (1), 385—392.

Received 20.01.2019

Yu. P. Fedorenko

Cand. Sci. in Phys. & Math., Senior Researcher

E-mail: FedorenkoYP@gmail.com

V. N. Karazin Kharkiv National University

4 Svobody Sq., Kharkiv, 61022 Ukraine

DEPENDENCE OF SPATIAL PERIODS OF TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES ON THEIR RELATIVE AMPLITUDES

The relationship between the horizontal spatial period L and the relative amplitude A_d of traveling ionospheric disturbances (TID) at various levels of solar (SA) and geomagnetic (GA) activity is experimentally studied. In the vast majority of cases, the TIDs observed during our study were generated by high-latitude sources. It was found that the period L and amplitude A_d of the medium-scale (MS) TIDs ($L = 100...800$ km) are related by a linear dependence, which does not depend upon the SA level. For large-scale (LS) TID with $L = 1000...4000$ km, the linear approximation of the function $L(A_d)$ at low and high SA levels are increasing or decreasing functions, respectively. For global-scale (GM) TIDs with $L = 5000...35000$ km at low SA levels, the linear approximation $L(A_d)$ is an increasing function. The function $L(A_d)$ for TIDs of all spatial scales does not depend upon the GA level. The data were collected at the radio-physical observatory of V. N. Karazin Kharkiv National University ($\varphi = 49.63^\circ$ N, $\lambda = 36.32^\circ$ E) in 1999—2010 with the ionosphere radio sounding by using coherent radio waves at frequencies of about 150 and 400 MHz radiated by low-orbit navigation satellites *Parus* and *Cicada* orbiting at circular near-polar orbit with a height of about 1000 km. The experimental dependence of the horizontal period L of TID upon their relative amplitude A_d is explained based on the global prognostic semi-empirical model of the generation and propagation of acoustic-gravitational waves and traveling ionospheric disturbances.

Keywords: traveling ionospheric disturbance, horizontal spatial period, relative amplitude, solar activity level, magnetic activity level, linear regression.