

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

Том 16
6 • 2010

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ ЗА РІК + КІЇВ

ЗМІСТ

Лялько В. І., Шпортиук З. М., Сибірцева О. М., Дугін С. С.,
Воробйов А. І. Дослідження варіацій індексів червононого
краю спектрів відбиття пшениці над газовим родовищем

Даргейко Л. Ф., Лялько В. І., Федоровський А. Д., Костюченко Ю. В., Артеменко І. Г. Оптимизация данных
глобального спутникового геомониторинга методом
пространственной интерполяции Колмогорова на
примере измерений атмосферных концентраций CO₂

Жолобак Г. М. Використання методів дистанційного зон-
дування Землі для моніторингу агроресурсів України

Федоренко А. К. Определение периода акустико-грави-
тационных волн на основе прямых спутниковых изме-
рений

Живодуп Т. Г. Вариации относительной концентрации
ионов атомарного кислорода в зависимости от уровня
солнечной активности и их влияние на формирование
слоя F1 ионосферы

Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д.
Квазибернштейновские моды в предвспышечной ат-
мосфере активной области Солнца: генерация второй
гармоники

CONTENTS

- 5 Lyalko V. I., Shportjuk Z. M., Sibirtseva O. N., Dugin S. S., Vorobiev V. I. Exploration of the variances for red edge indices of wheat reflectance spectra over a gas field
- 11 Dargeyko L. F., Lyalko V. I., Fedorovsky A. D., Kostyuchenko Yu. V., Artemenko I. G. Global satellite observational data optimization using Kolmogorov's spatial interpolation method for measurements of the atmospheric CO₂ concentration
- 16 Zhlobak G. M. The use of remote sensing methods for agroresources monitoring in Ukraine
- 24 Fedorenko A. K. Evaluation of the acoustic-gravity wave period on the basis of direct satellite measurements
- 33 Zhivodup T. G. Variations of relative concentration of atomic oxygen ions in accordance with the solar activity level and their impact on the formation of the ionosphere F1-layer
- 40 Kryshtal A. N., Gerasimenko S. V., Voytsekhovska A. D. Quasiberenstein modes in preflare atmosphere of solar active region: the second harmonic generation

<i>Ракушев М. Ю.</i> Схема інтегрування рівняння руху космічного апарату на основі диференціально-тейлорівського перетворення зі зменшеними обчислювальними витратами	51	<i>Rakushev M. Yu.</i> Integration circuit for motion equation of a space vehicle on the basis of differential-taylor transformation with reduced computing
<i>Полежаев Ю. В., Михатулин Д. С., Фролов Г. А.</i> Взаимодействие сверхзвуковых гетерогенных потоков с поверхностью твердого тела	57	<i>Polezhaev Yu. V., Mikhatalin D. S., Frolov G. A.</i> Interaction of supersonic heterogeneous streams with solid body surface
<i>Дронь Н. М., Дубовик Л. Г., Кондратьев А. И., Хорольский П. Г.</i> Сравнительная оценка стоимостных характеристик выведения на требуемую орбиту космических мусоросборщиков	64	<i>Dron N. M., Dubovik L. G., Kondratyev A. I., Horolsky P. G.</i> Comparative estimate of cost characteristics for the injection of space debris cleaners into the wanted orbit
<i>Федоров П. Н., Ахметов В. С., Шульга А. В.</i> Опорные системы координат в современной астрометрии	68	<i>Fedorov P. N., Akhmetov V. S., Shulga A. V.</i> The reference coordinate systems in the modern astrometry

НАШІ АВТОРИ

75 OUR AUTHORS

АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК

77 INDEX

НОВИНИ КОСМІЧНИХ АГЕНТСТВ СВІТУ

82 NEWS FROM SPACE AGENCIES

Свідоцтво про реєстрацію КВ № 1232 від 2 лютого 1995 р.

Підписано до друку 29.12.10. Формат 84×108/16. Папір крейдований. Гарн. Ньютон. Друк офсет.
Ум. друк. арк. 8,82. Обл.-вид. арк. 9,26. Тираж 150 прим. Зам. № 2877.

Оригінал-макет виготовлено та тираж видруковано Видавничим домом «Академперіодика» НАН України,
01004, Київ, вул. Терещенківська, 4

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру суб'єктів видавничої справи серії ДК № 544 від 27.07.2001 р.

*14 грудня 2010 р.
виповнилось 75 років
академікові НАН України
Юрію Сергійовичу ШЕМШУЧЕНКУ*

*Редакційна колегія журналу
сердечно вітає Юрія Сергійовича з ювілеєм
і зичить йому міцного здоров'я та наслаги
для здійснення всіх його творчих задумів*

УДК 528.813:(633.1:553.981)(477)

В. І. Лялько, З. М. Шпорюк, О. М. Сибірцева, С. С. Дугін, А. І. Воробйов

Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук
Національної академії наук України, Київ

ДОСЛІДЖЕННЯ ВАРИАЦІЙ ІНДЕКСІВ ЧЕРВОНОГО КРАЮ СПЕКТРІВ ВІДБИТТЯ ПШЕНИЦІ НАД ГАЗОВИМ РОДОВИЩЕМ

Спектрометрування пшениці над Глібовським газовим родовищем (Крим) проведено спектрорадіометром FieldSpec® 3 FR 27.05.2010 р. Визначалися варіації вегетаційних індексів позиції червоного краю REP та мерісівського наземного хлорофільного індекса TCI за польовими спектрометричними даними під впливом просочування газу. Встановлено зменшення величин REP та TCI над газовим родовищем щодо їхніх середніх значень за межами родовища.

ВСТУП

Біогеофізичне картування аномалій природного газу у ґрунті та прихованих покладів мінералів за даними гіперспектральної зйомки рослинного покриву бере свій початок в дослідженнях американських учених. Так, ідея біогеофізичного картування скритих покладів мінералів за гіперспектральними даними аерознімання лісового покриву належить американському досліднику від У. Коллінзу із колегами, які відкрили явище голубого зсуву у спектрах відбиття хвойних лісів як відгук на геохімічний стрес [5, 6, 8]. Це явище було підтверджено Мілтоном [12] у спектрах відбиття змішаних листопадних лісів, які покривають ділянки із покладами сульфідів міді. У роботі [8] відзначено, що явище голубого зсуву, продемонстроване для спектрів відбиття хвойних і широколистяних лісів в різних місцевостях і рослинних покривах, може бути універсальним пігментним відгуком деяких зелених рослин на специфічні типи геохімічного стресу, що підтверджено лабораторними дослідженнями [5].

Вплив просочування підземних газоподібних вуглеводнів на спектри відбиття рослинності досліджувався у роботах [10, 11, 13–17, 19]. Аномальні концентрації природного газу у ґрунті можуть бути спричинені як витоком газу з підземних газопроводів, так і просочуванням при-

родного газу. Встановлено, що здоров'я рослин зазнає впливу аномальних концентрацій газу у ґрунті. Дистанційне зондування рослинного покриву над родовищами вуглеводнів може бути використане для визначення цих змін.

Як відомо [7, 9], в зоні червоного краю $\lambda\lambda = 660–780$ нм для рослин характерні високі значення коефіцієнтів відбиття та різка швидкість їхнього збільшення, що залежить від виду рослинного покриву. Довжина хвилі, на якій швидкість зміни спектру відбиття максимальна, називається позицією червоного краю (REP) і належить до множини вегетаційних індексів червоного краю, які можна визначати за гіперспектральними даними. Погіршення здоров'я рослин часто фіксується в спектрах як зменшення відбиття в БІЧ-області спектра та збільшення в червоній. Це призводить до зсувів REP до коротких довжин хвиль — так званий «голубий зсув». У деяких дослідженнях впливів просочування газових вуглеводнів на спектри відбиття рослинності реєструвався також і «червоний зсув» [10]. Через це нема ще повного розуміння наслідків впливів просочування вуглеводнів на здоров'я рослин та їхні спектри відбиття. Згідно з деякими дослідженнями високі концентрації вуглеводнів у ґрунті призводять до зменшення росту рослин і «голубого зсуву» REP, а низькі концентрації, на впаки, — до «червоного зсуву» REP.

Дослідження цих питань в працях [13, 19] підтвердило, що зсуви REP спектрів відбиття рослинності, одержані в результаті гіперспектраль-

ної зйомки, можуть бути використані як індикатори аномалій концентрацій газоподібних вуглеводнів в ґрунті.

Одним із продуктів сенсора MERIS для моніторингу стану рослинності є індекс MTCI [7], який, як і *REP*, характеризує вміст хлорофілу у покриві і менш чутливий до атмосферних ефектів, ніж *REP*.

Позначимо цей індекс для даних спектрорадіометра FieldSpec® 3 FR через *TCI*.

Мета даної роботи — дослідження характеру змін індексів червоного краю *REP* та *TCI*, обчислених за даними спектрометрування пшениці спектрорадіометром FieldSpec® 3 FR над Глібовським газовим родовищем.

Дослідження оптичних аномалій у спектрах відбиття рослин, обумовлених покладами вуглеводнів за даними аерокосмічних зйомок виконуються в ЦАКДЗ ІГН НАНУ понад 10 років [1]. Зокрема, у серпні 2004 р. проведено фітоіндикаційну зйомку, за результатами якої оцінювались відбивні характеристики листя берези у трьох спектральних піддіапазонах. Закономірність (графік) зміни відбивної здатності листя берези у червоній зоні спектра наведено в роботі [1].

Індекси червоного краю *REP* та *TCI* за гіперспектральними даними наземного спектрометрування рослинності на Глібовському газовому родовищі досліджуються вперше.

МЕТОДИ ОБЧИСЛЕННЯ ІНДЕКСІВ ЧЕРВОНОГО КРАЮ ЗА ДАНИМИ СПЕКТРОРАДІОМЕТРА FIELDSPEC® 3 FR

Методика виявлення оптичної аномалії на даних спектрометричної зйомки рослинності над покладами вуглеводнів орієнтована на кількісну оцінку зміни оптичних спектральних характеристик рослинності, серед яких особливу роль відіграють позиція червоного краю *REP* та наземний хлорофільній індекс *TCI*.

Обидва ці індекси залежать від вмісту хлорофілу в рослинах, який є показником їхнього здоров'я. Оскільки аномальні концентрації вуглеводнів у ґрунті впливають на здоров'я рослин [13], то зміни в рослинах, спричинені покладами вуглеводнів, які відбуваються в оптичних характеристиках, можуть бути використані як індика-

тори аномалій просочування вуглеводнів в ґрунті. Із розвитком гіперспектрального дистанційного зондування Землі з високою просторовою та спектральною розрізенністю з'явилася можливість кількісної оцінки стану рослинності [19] за вегетаційними індексами червоного краю. Зауважимо, що ці індекси вже знайшли широке застосування в дослідженнях ЦАКДЗ, зокрема при класифікації рослинного покриву Карпат за даними відеоспектрометра ENVISAT MERIS [3, 18] та дослідженнях рослинного покрову Київської області за гіперспектральними даними космознімання EO-1 «Hyperion» [2, 4].

Наведемо формулі для обчислення *REP* та *TCI* за даними спектрорадіометра FieldSpec® 3 FR.

Обчислення *REP*. Згідно з методом 4-точкової лінійної інтерполяції значення *REP* для даних спектрорадіометра FieldSpec® 3 FR обчислюються за формулами

$$REP = 701 + 41 \frac{(\bar{R} - R(701))}{(R(742) - R(701))}, \quad (1)$$
$$\bar{R} = \frac{R(671) + R(783)}{2},$$

де $R(\lambda)$ — значення спектрометричного коефіцієнта відбиття на довжині хвилі λ .

Обчислення *TCI*. Згідно з означенням [7] для даних спектрорадіометра FieldSpec® 3 FR наземний хлорофільній індекс *TCI* — це відношення різниці коефіцієнтів відбиття на довжинах хвиль λ 754 нм і λ 708 нм до різниці коефіцієнтів відбиття на довжинах хвиль λ 708 нм і λ 681 нм:

$$TCI = \frac{R(754) - R(708)}{R(708) - R(681)}. \quad (2)$$

ВИМІРЮВАННЯ ТА АНАЛІЗ ДАНИХ

Відомо, що вищі об'єми міграції вуглеводнів із родовищ нафти і газу спостерігаються в зонах розломів, а найактивніше ці процеси відбуваються над газовими родовищами. Тому дослідження з оцінки використання дистанційних методів зондування для прогнозу нафтогазоперспективних об'єктів проведено на ділянці Глібовського газового родовища.

Глібовське підняття — це субширотна брахіантиклиналь, яка виділяється у палеогенових від-



Rис. 1. Схема маршруту проведення спектрометричної зйомки на Глібовському газовому родовищі 27.05.2010 р.

кладах. Розміри її по ізогіпсі 1090 м становлять 5.5 на 2.0 км, а амплітуда підняття — 210 м. Поклади газоконденсату перебувають у карбонатних породах нижнього і верхнього палеоцену. Більшість запасів газу приурочена до органогенно-детритових вапняків нижнього палеоцену потужністю до 140 м. Товщина покрівлі, яка залягає над покладами газу, приблизно дорівнює 70 м. Розробка родовища провадилася з 1966 по 1986 рр., а у 1993 р. воно було переведене у сховище газу із запасами близько 388.6 млн кубічних метрів.

Спектрометрування пшениці над Глібовським газовим родовищем проведено дистанційно в сонячну погоду 27 травня 2010 р. портативним спектрорадіометром FieldSpec® 3 FR. Вимірювання приладу охоплює діапазон 350—2500 нм. Маршрут наземної зйомки охоплював фонову ділянку [1] за межами покладу (точки 95—105) і ділянку над покладом (точки 106—116). Протяж-

ність маршруту приблизно 2000 м. Схема маршруту наземної зйомки з номерами точок, в яких здійснювалось вимірювання спектрів пшениці, наведена на рис. 1.

Вимірювання спектрів відбиття пшениці здійснювалось у 22-х точках. В кожній точці обчислювались значення вегетаційних індексів червоного краю за наведеними вище формулами (1), (2). Графіки величин вегетаційних індексів на маршруті наведено на рис. 2.

На рис. 2 на горизонтальній осі нанесено номери N точок проведення вимірювань: номер точки відповідає позначенням на рис. 1. Зауважимо, що на рис. 2 віддалі між точками вимірювань умовна і не відповідає дійсній віддалі між ними на місцевості.

Згідно з даними обчислень значення REP змінюються від 717.76 нм (точка 111) до 723.57 нм (точка 97). Середнє арифметичне значення на профілі $REP_{\text{sep}} = 720.28$ нм. Фонове значення

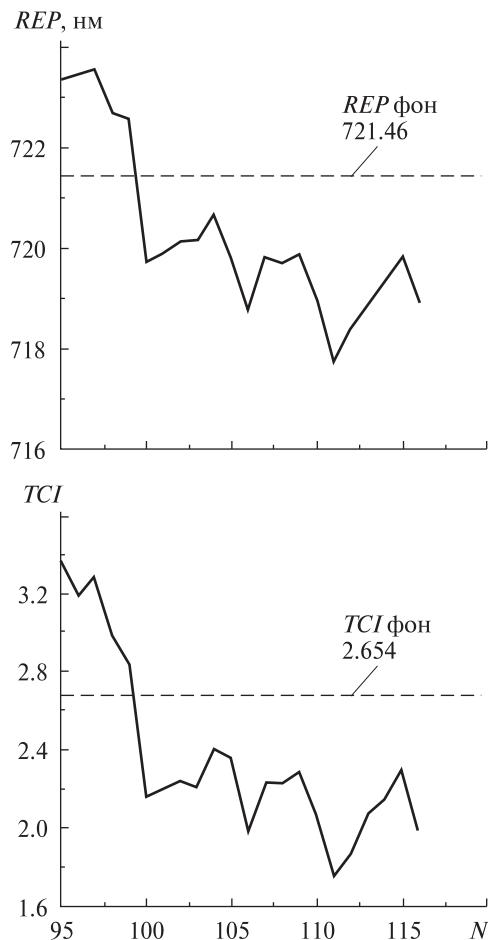


Рис. 2. Значення вегетаційних індексів червоного краю REP та TCI спектрів пшениці у точках маршруту спектральної зйомки на Глібовському газовому родовищі

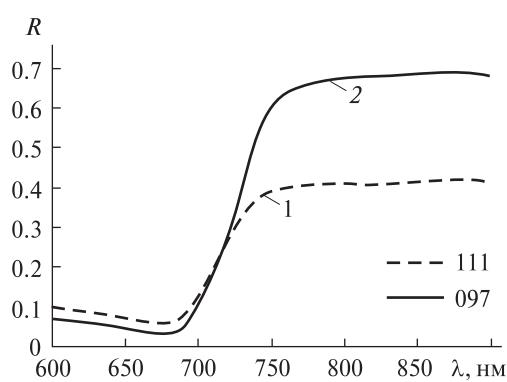


Рис. 3. Спектральні коефіцієнти відбиття R пшениці у точках з мінімальним $REP = 717.76$ нм (1) і максимальним $REP = 723.57$ нм (2) значеннями

REP , обчислене як середнє арифметичне значень REP на перших 11 точках маршруту, дещо відрізняється від REP_{sep} і становить $REP_{\text{фон}} = 721.46$ нм. Різниця між фоновим і середнім значеннями $REP_{\text{фон}} - REP_{\text{sep}} = 1.17$ нм. Середнє арифметичне значення над покладом $REP_{\text{н}}$ менше, ніж REP_{sep} і $REP_{\text{фон}}$. Різниця $REP_{\text{фон}} - REP_{\text{н}} = 2.35$ нм. Величина «голубого зсуву» дорівнює 2.35 нм. Таким чином, різниця між фоновим значенням REP і значенням його над покладом перевищує 2 нм. Різниця між фоновим значенням $REP_{\text{фон}}$ і мінімальним значенням дорівнює 3.7 нм.

На рис. 3 наведено фрагменти спектрів відбиття пшениці в діапазоні $\lambda \lambda 600-900$ нм в точках з мінімальним (111-та точка) та максимальним (97-ма точка) значеннями REP .

Зіставлення зображеніх на рис. 3 фрагментів спектрів свідчить, що голубий зсув величиною 5.81 нм у спектрах є наслідком зменшення коефіцієнтів відбиття від $R = 0.69$ до $R = 0.41$ у біжній інфрачервоній зоні спектру і збільшення коефіцієнтів відбиття приблизно на 0.02 у червоній зоні спектру. Максимальний голубий зсув REP над покладом щодо фонового значення $REP_{\text{фон}}$ дещо менший та дорівнює 3.7 нм.

Згідно з даними обчислень наземного хлорофільного індексу TCI в точках маршруту (рис. 2) його значення змінюються в межах від $TCI_{\min} = 1.75$ у 111-ї точці до $TCI_{\max} = 3.378$ в 95-ї точці. Фонове значення $TCI_{\text{фон}}$, обчислене як середнє арифметичне значень TCI на перших 11 точках, становить $TCI_{\text{фон}} = 2.654$, а середнє арифметичне значення на маршруті $TCI_{\text{sep}} = 2.367$. Різниця між мінімальним і фоновим значеннями дорівнює -0.954 , а між максимальним і фоновим значеннями становить 0.724. Різниця між максимальним і мінімальним значеннями TCI дорівнює 1.628.

Як випливає із наведених результатів обчислень, обидва індекси досягають мінімуму в одній і тій же 111-й точці, що відповідає голубому зсуву REP на 3.7 нм та свідчить про зменшення хлорофілу у пшениці. Зуважимо, що наявність голубого зсуву величиною понад 2 нм у цій точці може вказувати на стійку аномалію газоподібних вуглеводнів у ґрунті, що є причиною вегетаційного стресу.

Видно також, що у випадку високого вмісту хлорофілу в рослинах індекс *TCI* більш чутливий до його зміни, ніж *REP*.

Наведені результати досліджень свідчать про те, що комплексне використання індексів *REP* та *TCI*, які реагують на зміну вмісту хлорофілу в пшениці, може слугувати методом виявлення вегетаційних стресів та аномальних від'ємних значень вегетаційних індексів в місцях аномальних концентрацій газоподібних вуглеводнів в ґрунті і, таким чином, може бути одним із нафтогазопошукових індексів.

ВИСНОВКИ

Проведено вперше дослідження наявності аномалій індексів червоного краю *REP* та *TCI*, обчислені за гіперспектральними даними спектрометрування пшениці над покладом вуглеводнів Глібовського родовища спектrorадіометром FieldSpec® 3 FR. В результаті досліджень встановлено, що здоров'я рослин зазнає впливу аномальних концентрацій газу у ґрунті, що відображається в спектрах відбиття в зоні червоного краю зменшенням коефіцієнтів відбиття у більшій інфрачервоній зоні спектру та збільшенням у червоній (рис. 3).

Досліджено характер змін індексів червоного краю: позиції червоного краю *REP* та наземного хлорофільному індекса *TCI* спектрів відбиття пшениці з метою виявлення пошукового сигналу над покладами вуглеводнів. Встановлено, що у місцях аномально високих концентрацій газоподібних вуглеводнів у ґрунті значення *REP* та *TCI* зменшуються порівняно із їхніми значеннями для фонової ділянки за межами родовища.

Таким чином, гіперспектральне дистанційне зондування рослинного покриву над родовищами газу може бути використане для визначення цих змін. Особливо ефективним є метод комплексного використання вегетаційних індексів *REP* та *TCI*. Реагуючи на зменшення вмісту хлорофілу в рослинах над покладом у порівнянні з фоновими значеннями за межами покладу, вони можуть виявляти місця збільшених концентрацій природного газу у ґрунті.

1. Багатоспектральні методи дистанційного зондування Землі в задачах природокористування / За ред.

В. І. Лялька, М. О. Попова. — Київ: Наук. думка, 2006. — 358 с.

2. Лялько В. І., Сахацький О. І., Шпортьюк З. М., Сибірцева О. М. Використання індексів червоного краю та водних індексів за гіперспектральними даними ЕО-1 «Hyperion» для класифікації земного покриву // Космічна наука і технологія. — 2008. — **14**, № 3. — С. 55–68.
3. Лялько В. І., Шпортьюк З. М., Сахацький О. І., Сибірцева О. М. Класифікація земного покриву Карпат з використанням наземного хлорофільному індекса та позиції червоного краю за даними відеоспектрометра MERIS // Космічна наука і технологія. — 2006. — **12**, № 5/6. — С. 10–14.
4. Лялько В. І., Шпортьюк З. М., Сахацький О. І. та ін. Зіставлення супутникових та наземних гіперспектральних даних при визначенні позиції червоного краю спектрів відбиття // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 39–45.
5. Chang S.-H., Collins W. Confirmation of the Airborne Biogeophysical Mineral Exploration Technique Using Laboratory Methods // Econ. Geol. — 1983. — **78**, N 4. — P. 723–736.
6. Collins W., Chang S.-H., Raines G., et al. Airborne biogeophysical mapping of hidden mineral deposits // Econ. Geol. — 1983. — **4**, N 78. — P. 737–749.
7. Dash J., Curran P. J. The MERIS terrestrial chlorophyll index // Int. J. Remote Sens. — 2004. — **25**. — P. 5403–5413.
8. Goetz A., Rock B., Rowan L. Remote Sensing for Exploration: An Overview // Econ. Geol. — 1983. — **78**, N 4. — P. 573–590.
9. Horler D. N. H., Dockray M., Barber J. The red edge of plant leaf reflectance // Int. J. Remote Sens. — 1983. — **4**. — P. 273–288.
10. Li L., Ustin S. L., Lay M. Application of AVIRIS data in detection of oil-induced vegetation stress and cover change at Jornada, New Mexico // Remote Sens. Environ. — 2004. — **94**. — P. 1–16.
11. McCoy R. M., Scott L. F., Hardin P. The spectral response of sagebrush in areas of hydrocarbon production // Proc. of Seventh Thematic Conference on Remote Sensing for Exploration Geology. — Ann Arbor, Michigan: Environmental Research Institute, 1989. — P. 751–756.
12. Milton N. M., Collins W., Chang S.-H., et al. Remote detection of metal anomalies on Pilot Mountain, Randolph County, North Carolina // Econ. Geol. — 1983. — **78**, N 4. — P. 605–615.
13. Noomen M. F. Hyperspectral reflectance of vegetation affected by underground hydrocarbon gas seepage: Ph. D. Dissertation. — International Institute for Geo-International Science and Earth Observation, Enschede, the Netherlands (ITC). — 2007, N 145. — 167 p.
14. Noomen M. F., Skidmore A. K., van der Meer F. D. Detecting the influence of gas seepage on vegetation using hyperspectral remote sensing // 3-th EARSel Workshop

- on Imaging Spectroscopy, Herrsching, Germany, 13–16 May, 2003 / Eds M. Habermeyer, A. Mülle, S. Holzwarth. — Herrsching, 2003. — P. 252–256.
15. Noomen M. F., Skidmore A. K., van der Meer F. D., et al. The influence of gas pipeline leakade on plant development and reflectance // ACRS 2004: Proc. of the 25th Asian Conf. on Remote Sensing. — Chiang Mai, Thailand, 2004. — Vol. 1-2. — P. 637–642.
16. Noomen M. F., van der Meer F. D., Skidmore A. K. Hyperspectral remote sensing for detecting the effects of three hydrocarbon gases on maize reflectance // Proc. of the 31-st Internat. Symp. on Remote Sensing of Environment: Global monitoring for sustainability and security, Saint-Petersburg, 20–24 June, 2005. — Saint-Petersburg, 2005. — 4 p.
17. Schumacher D. Hydrocarbon-induced alteration of soils and sediments // AAPG Memoir. — 1996. — N 66. — P. 71–89. — (Hydrocarbon migration and its nearsurface expression / Eds D. Schumacher, M. A. Abrams).
18. Shportyuk Z. M., Sakhatsky A. I., Sibirtseva O. N. Land cover classification in Ukrainian Carpathians using the MERIS terrestrial Chlorophyl index and red edge position from Envisat MERIS data // Proc. of Mid-Term Symposium ISPRS “Remote Sensing: From Pixels to Processes”, Enschede, the Netherlands, 8–11 May 2006.
19. Van der Werff H. M. A., Noomen M. F., van der Meijde M., et al. Use of hyperspectral remote sensing to detect hazardous gas leakage from pipelines // New Developments and Challenges in Remote Sensing / Ed. by Z. Bochenek. — Rotterdam: Millpress, 2007.— P. 707–714.

Надійшла до редакції 03.12.10

V. I. Lyalko, Z. M. Shportiuk, O. N. Sibirtseva,
S. S. Dugin, V. I. Vorobiov

INVESTIGATION OF VARIANCES FOR RED EDGE INDICES OF WHEAT REFLECTANCE SPECTRA OVER A GAS FIELD

Field spectrometric data were recorded from wheat plots with the FieldSpec® 3FR spectrometer over the Hlibovske gas field (the Crimea) on 27 May 2010. We detected the influence of gas seepage on wheat reflectance spectra using the variances of the red edge position REP and MERIS terrestrial chlorophyll index TCI. We found some decrease in REP and TCI values over the gas field relative to their mean values outside the gas field.

УДК 528.8.04

Л. Ф. Даргейко, В. И. Лялько, А. Д. Федоровский, Ю. В. Костюченко, И. Г. Артеменко

Науковий центр аерокосмічних досліджень землі Інституту геологічних наук

Національної академії наук України, Київ

ОПТИМИЗАЦІЯ ДАННИХ ГЛОБАЛЬНОГО СПУТНИКОВОГО ГЕОМОНІТОРІНГА МЕТОДОМ ПРОСТРАНСТВЕННОЇ ИНТЕРПОЛЯЦІИ КОЛМОГОРОВА НА ПРИМЕРЕ ІЗМЕРЕНИЙ АТМОСФЕРНИХ КОНЦЕНТРАЦІЙ CO₂

Обґрунтovується використання методу просторової інтерполяції Колмогорова для оптимізації даних глобального супутникового геомоніторингу для розв'язування задач охорони навколошнього середовища, природокористування, контролю кліматичних і екологічних змін. Використовувалась карта глобального розподілу концентрації CO₂ в атмосфері, отримана сенсором SCIAMACHY супутника «Envisat-1».

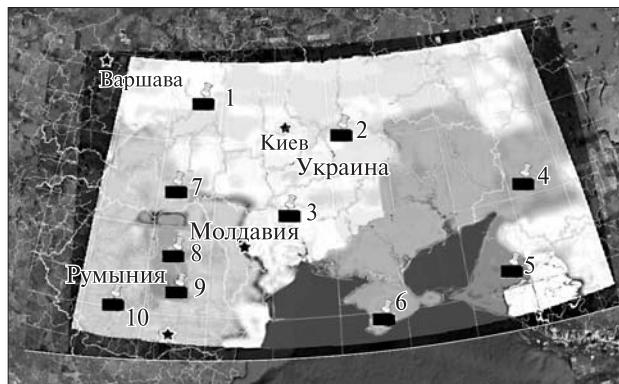
ВВЕДЕНИЕ

Основными проблемами, присущими системам наблюдения, являются нерегулярность сетки, по которой производятся измерения, и их относительно низкая разрешающая способность. Большинство моделей, применяемых для описания процессов на земной поверхности, требуют входных данных на регулярной географированной сетке. Однако для наземных наблюдений это не всегда возможно. Проблема разрешающей способности в большей мере присуща дистанционным системам сбора информации. Модели, применяемые для анализа явлений и процессов на региональном, и тем более на локальном уровне, требуют входных данных с соответствующей плотностью, которую не всегда обеспечивают системы наблюдения. В такой ситуации, естественно, происходит постоянное совершенствование систем наблюдения, разработка новых методик сбора данных, развитие систем экспериментальных калибровочно-заверочных полигонов.

В то же время в последнее десятилетие активно разрабатываются методики предварительной

обработки данных наблюдений, которые позволили бы получать массивы данных в том виде, который оптимально отвечает потребностям моделирования. Как правило, эти методики базируются на использовании различного рода математических методов аппроксимации, интерполяции, экстраполяции и т. п. Совокупность таких методов, направленных на получение регуляризованных, равномерно распределенных в заданной системе координат данных получила в последние годы название даунскейлинга (downscaling) или «уменьшения размерности». Использование методов даунскейлинга позволяет получить из неравномерно распределенных данных низкого разрешения регуляризованные массивы данных, которые соответствуют заданным требованиям моделирования и минимизации ошибок, присущих системам наблюдения.

Особое значение методики даунскейлинга обретают в контексте анализа климатических изменений. В настоящее время наиболее актуальной проблемой в этой области является разработка моделей региональных изменений климатических показателей, что требует получения массивов входных данных, которые сейчас пока еще не могут быть предоставлены современными системами сбора информации. В первую очередь это касается данных о балансе атмосферных



Распределение атмосферного CO_2 над территорией Украины и в прилегающих регионах, созданной IUP на основе информации сенсора SCIAMACHY спутника «Envisat-1» (на фоне изображения земной поверхности по данным Google Планета Земля). Числами 1—10 обозначены исследуемые участки

концентраций парниковых газов, прежде всего — углекислого газа [2]. Современные системы глобального спутникового измерения атмосферных концентраций парниковых газов обеспечивают точность на уровне глобальных оценок около одного градуса дуги по поверхности Земли, в то время как региональные модели требуют точности от $30 \times 30'$ до $20 \times 20''$. В такой ситуации разработка корректных проблемно ориентированных методов предварительной обработки данных, в частности методов даунскейлинга, становится чрезвычайно актуальной задачей.

Известны различные методы детализации метеорологических полей: статистические, физические, динамические, динамико-статистические [1]. Все эти методы обладают своими достоинствами и недостатками. Например, методы интерполяции полиномом (увеличение степени полинома с увеличением количества точек) приводят к значительным скачкам приближающей функции, что может расходиться с поведением моделируемой функции. Интерполирование сплайнами имеет достаточно громоздкий вид результирующей функции, кроме того, объем сплайн коэффициентов иногда превышает объем исходных данных и т. д. [6]. Естественно, что выбор того или иного метода должен определяться поставленной задачей.

С нашей точки зрения для задач детализации данных содержания концентраций парниковых газов в атмосфере, полученных на основе глобального спутникового мониторинга, наиболее приемлемым является метод оптимальной пространственной интерполяции А. Н. Колмогорова. Этот метод относится к разряду статистических, которые основаны на корреляционных связях внутри исследуемых полей.

Цель данной работы заключается в обосновании методики оптимизации данных глобального спутникового геомониторинга методом пространственной интерполяции Колмогорова на примере детализации спутниковых данных атмосферных концентраций углекислого газа.

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В Научном центре аэрокосмических исследований Земли ИГН НАН Украины (ЦАКИЗ) была исследована информативность различных данных спутникового наблюдения Земли для определения содержания CO_2 в атмосфере [5]. В результате было установлено, что для решения рассматриваемой задачи наиболее перспективной является регистрирующая система SCIAMACHY, установленная на спутнике «Envisat-1» и используемая для измерения глобального распределения парниковых газов в атмосфере. Принцип действия этой аппаратуры основан на регистрации излучения в отдельных диапазонах спектра, в частности в области линий поглощения CO_2 . Детальное описание прибора и принципов его функционирования содержится в работе [7].

С помощью указанной аппаратуры Институтом физики окружающей среды Бременского университета в Германии впервые были получены карты глобального распределения CO_2 в атмосфере [http://www.esa.int/esaCP/SEM1DUQ-08ZE_index_0.html]. Необходимо отметить, что именно IUP был главным исполнителем проекта SCIAMACHY и имел преимущественное право обработки данных глобальной концентрации парниковых газов в атмосфере [http://www.iup.uni-bremen.de/sciamachy/NIR_NADIR_WFM_DOAS/index.html]. Результаты этих исследований в виде фрагмента карты распределения ат-

мосферного CO₂ над территорией Украины и прилегающими регионами площадью 1521 × 886 км (рисунок) мы будем использовать в качестве исходной информации.

МЕТОД

Для оптимизации данных глобального спутникового геомониторинга предлагается использовать метод пространственной интерполяции Колмогорова, который состоит в том, что точка (участок), в которой определяется значение интерполируемой функции $f^*(x)$, взаимосвязана с базовыми точками f_i ($i = 1, \dots, n$) статистически. $f_1 = f_1(x_1), f_2 = f_2(x_2), \dots, f_n = f_n(x_n)$, n — количество точек, которые являются базовыми. При этом коэффициенты интерполяции $\lambda_1(x), \lambda_2(x), \dots, \lambda_n(x)$, в соответствии с принципом Колмогорова, в первом приближении пропорциональны коэффициентам корреляции между значениями функции в точке интерполяции и базовых точках. Таким образом, коэффициент взаимной корреляции учитывает влияние на значение функции в точке интерполяции значений функции во всех связанных с ней базовых точках. Для каждой исследуемой точки x вычисляются коэффициенты интерполяции $\lambda_1(x), \lambda_2(x), \dots, \lambda_n(x)$ и формируется линейная комбинация известных базовых значений функции f_i в известных точках с соответствующими коэффициентами интерполяции для каждой базовой точки [4]:

$$f^*(x) = \sum_{i=1}^n \lambda_i(x) f_i. \quad (1)$$

Ниже рассматривается последовательность поиска значений коэффициентов интерполяции λ_i для уравнения (1), которые обеспечат минимум математического ожидания квадрата погрешности решения уравнения (1) относительно истинного ее значения, то есть минимум величины [3]

$$\varepsilon^2 = E\{(f^*(x) - f(x))^2\} \quad (2)$$

в соответствии с принципом Колмогорова.

Подставим (1) в (2), получим

$$\varepsilon^2 = E\{f^2(x)\} - 2 \sum_{i=1}^n \lambda_i E\{f(x_i)f(x)\} +$$

$$+ \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \lambda_i \lambda_k E\{f(x_i)f(x_k)\} = \\ = \sigma_f^2 + \bar{f}^2 - 2 \sum_{i=1}^n \lambda_i B(x - x_i) + \\ + \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \lambda_i \lambda_k B(x_k - x_i), \quad (3)$$

где σ_f^2 — дисперсия, \bar{f}^2 — математическое ожидание неизвестного значения интерполируемой функции.

Для каждой фиксированной точки x , для которой строится оценка функции $f^*(x)$, можно представить значения автокорреляционной функции (АКФ) $B(x - x_i)$ неизвестного значения f в виде линейной комбинации значений АКФ для известных точек $B(x_k - x_i)$:

$$B(x - x_i) = \sum_{k=1}^n \lambda_k^*(x) B(x_k - x_i), \quad (4)$$

где $\lambda_k^*(x)$ — набор коэффициентов, который (для каждого x отдельно) может быть определен из решения системы уравнений (4).

Система уравнений (4) может быть представлена в матричном виде:

$$\begin{pmatrix} B(x - x_1) \\ B(x - x_2) \\ \vdots \\ B(x - x_n) \end{pmatrix} = \\ = \begin{pmatrix} \lambda_1^*(x) & 1 & B(x_2 - x_1) & \cdots & B(x_n - x_1) \\ \lambda_2^*(x) & B(x_1 - x_2) & 1 & \cdots & B(x_n - x_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \lambda_n^*(x) & B(x_1 - x_n) & B(x_2 - x_n) & \cdots & 1 \end{pmatrix}.$$

В системе уравнений (4) коэффициентами являются значения корреляционной функции как функции расстояний между точками. $B(x_k - x_i)$ — матрица значений корреляционной функции между каждой парой точек, в которых известно значение функции (между каждой парой базовых точек), а $B(x - x_i)$ — вектор значений корреляционной функции для расстояний от точки, для которой оценивается значение функции до каждой из базовых точек.

После несложных преобразований уравнение (3) принимает вид

$$\begin{aligned} \varepsilon^2 = & \sigma_f^2 + \bar{f}^2 - \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \lambda_i^*(x) \lambda_k^*(x) B(x_k - x_i) + \\ & + \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n (\lambda_i - \lambda_i^*(x)) (\lambda_k - \lambda_k^*(x)) B(x_k - x_i). \quad (5) \end{aligned}$$

Видно, что минимум ε^2 будет соответствовать такому выбору коэффициентов $\lambda_1(x), \lambda_2(x), \dots, \lambda_n(x)$, который обращает последнее слагаемое уравнения (5) в ноль, т. е. $\lambda_i = \lambda_i^*(x)$, где $\lambda_i^*(x)$ определяются (для каждого узла x) из решения системы уравнений (4). Система уравнений (4) позволяет определить все необходимые коэффициенты интерполяции, минимизирующие ошибку расчета значения $f^*(x)$.

Таким образом, после определения коэффициентов интерполяции искомые значения концентрации CO_2 в атмосфере исследуемых участков территории вычисляются по формуле (1).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для атмосферы над территорией Украины и прилегающих регионов (рисунок) нами были выполнены расчеты ежемесячного распределения углекислого газа в период с января 2003 по декабрь 2005 гг. включительно. Полученные значения усреднялись по временными и пространственным параметрам. В исследованиях использовались максимальные значения CO_2 , приходящиеся на июль месяц. Далее на полученной карте распределения CO_2 в атмосфере исследуемой территории было выделено 100 базовых точек-участков с соответствующими координатами и известными

Значения концентрации $n \text{ CO}_2$ в атмосфере для 10 выбранных участков

Номер участка	φ	λ	$n_{\text{баз}}$	$n_{\text{выч}}$
1	51°16'	27°21'	382	378
2	50°09'	33°05'	381	383
3	48°00'	30°33'	382	381
4	48°06'	40°50'	385	380
5	45°38'	39°40'	384	383
6	44°50'	34°10'	385	388
7	48°45'	25°49'	380	381
8	46°55'	25°49'	379	379
9	45°53'	25°54'	378	376
10	45°31'	23°15'	381	378

значениями концентрации CO_2 в атмосфере. Для апробации метода интерполяции Колмогорова из выделенных участков было выбрано 10 (таблица), которые использовались для дальнейшего эксперимента. Значения содержания CO_2 на оставшихся 90 базовых участков использовались как эталонные для вычисления и интерполяции содержания CO_2 на 10 исследуемых участках. При этом ранее полученные значения концентрация CO_2 в атмосфере выбранных 10 участков играли роль «заверочных» для оценки достоверности результатов интерполяции.

В системе уравнений оптимальной интерполяции (4) используются коэффициенты корреляции между участком, куда выполняется интерполяция, и всеми эталонными участками, а также коэффициенты корреляции для соответствующих расстояний между эталонными участками. В соответствии с этим вначале вычислялись значения коэффициентов пространственной корреляции поля CO_2 для каждой пары эталонных участков, а затем попарно определялись значения коэффициентов пространственной корреляции для каждого из 10 интерполируемых участков со всеми 90 эталонными участками.

Исходя из особенностей атмосферных процессов, значения корреляционной функции оценивались не числом, а некоторой кривой, представляющей собой зависимость коэффициента корреляции от расстояния. В этом случае для определения коэффициента корреляции между двумя участками измерялось расстояние между ними, и на графике находилось значение корреляционной функции, соответствующее этому расстоянию.

Для моделирования содержания углекислого газа в атмосфере на основе изложенной теории была разработана специальная программа, которая использовалась в данной работе. В качестве базовых участков было выделено четыре различных набора по 100 участков, при этом в каждом наборе для интерполяции по методу Колмогорова сохранялись одни и те же 10 исследуемых участков. Вычисленные значения содержания CO_2 в атмосфере для выбранных 10 участков по всем четырем вариантам отличаются от «заверочных»

значений не более чем на 10 %, что вполне приемлемо для оперативного мониторинга содержания парниковых газов в атмосфере. Вычисленные значения $n_{\text{выч}}$ наиболее близкие к «заверочным» значениям $n_{\text{баз}}$, приведены в таблице.

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования подтвердили возможность использования метода пространственной интерполяции Колмогорова для оптимизации данных глобального спутникового геомониторинга.

1. Зарипов Р. Б. Обзор современных методов повышения детализации метеорологических полей // Динамика окружающей среды и глобальные изменения климата. — 2010. — № 1. — С. 1–11.
2. Изменения земных систем в Восточной Европе / Отв. ред. В. И. Лялько. — Киев, 2010. — 582 с.
3. Колмогоров А. Н. Интерполирование и экстраполирование стационарных случайных последовательностей // Изв. АН СССР. Сер. матем. — 1941. — № 5. — С. 3–11.
4. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Доклады академии наук СССР. — 1941. — 30, № 4. — С. 299–305.
5. Лялько В. И., Артеменко И. Г., Жолобак Г. М. та ін. Дослідження впливу змін CO_2 та CH_4 в атмосфері на клімат за матеріалами космічних зйомок // Геолог. журн. — 2007. — № 4. — С. 7–16.
6. Масюков В. В., Шленкин В. И., Федоров В. В., Масюков А. В. Методика объективного сравнения методов интерполяции // Геофизический вестник. — 2005. — № 1. — С. 17–21.
7. Buchwitz M. R. de Beek, Noël S., et al. Atmospheric carbon gases retrieved from SCIAMACHY by WFM-DOAS: version 0.5 CO and CH_4 and impact of calibration improvements on CO_2 retrieval // Atmos. Chem. Phys. — 2006. — N 6. — P. 2727–2751.

Надійшла до редакції 08.11.10

*L. F. Dargeyko, V. I. Lyalko, A. D. Fedorovsky,
Yu. V. Kostyuchenko, I. G. Artemenko*

GLOBAL SATELLITE OBSERVATIONAL DATA OPTIMIZATION USING KOLMOGOROV'S SPATIAL INTERPOLATION METHOD FOR MEASUREMENTS OF THE ATMOSPHERIC CO_2 CONCENTRATION

We substantiate the application of Kolmogorov's spatial interpolation method for the optimization of global satellite observational data for the environment and resource monitoring as well as for climate and ecological change control. As the initial data the global distribution of the atmospheric CO_2 concentration obtained with the ENVISAT-1/SCIAMACHY sensor are used.

УДК 528.8:631(477)

Г. М. Жолобак

Науковий центр аерокосмічних досліджень землі Інституту геологічних наук
Національної академії наук України, Київ

ВИКОРИСТАННЯ МЕТОДІВ ДИСТАНЦІЙНОГО ЗОНДУВАННЯ ЗЕМЛІ ДЛЯ МОНІТОРИНГУ АГРОРЕСУРСІВ УКРАЇНИ

Проаналізовано стан використання технологій дистанційного зондування Землі в інтересах агропромислового комплексу України, починаючи з 1980-х рр. Висвітлено здобутки вітчизняних установ супутникового дослідження агроресурсів та розглянуто проблеми і перспективи застосування супутниковых даних для вирішення завдань сільськогосподарського виробництва України.

ВСТУП

Необхідною умовою організації ефективного сільськогосподарського виробництва є об'єктивна й оперативна інформація про розподіл та використання земельних ресурсів, стан сільськогосподарських угідь та динаміку кліматичних чинників. Ротація культур у сівозміні, неперебачувані зміни меж посівних площ, варіативність ґрунтових характеристик полів та метеоумов вегетаційного періоду — все це зумовлює необхідність оперативного відстеження вказаних факторів з метою вчасного проведення відповідних агротехнічних заходів для забезпечення максимальної біопродуктивності. Потреба такої новітньої та всебічної інформації сприяла впровадженню в агропромисловому комплексі (АПК) методів дистанційного зондування Землі (ДЗЗ).

Сучасні засоби програмного забезпечення дозволяють використовувати для контролю розмірів посівних площ, виявлення ерозійних ділянок, моніторингу стану посівів та прогнозування врожайності чимало ознак наземних об'єктів, які отримуються на підставі супутниковых знімків. До них належать спектральні характеристики, текстурні параметри та вегетаційні індекси, що розраховуються математичними ме-

тодами. Нині напрацьовано чимало алгоритмів оброблення космічних знімків, створено системи супутникового моніторингу сільськогосподарських земель на глобальному рівні, які реалізовано на сайтах Відділення служби аналізу світового сільськогосподарського виробництва при Міністерстві сільського господарства уряду США [<http://www.pesad.fas.usda.gov/>] та проекту MARS Об'єднаного дослідного центру Європейської Комісії [<http://mars.jrc.it/>].

На теренах колишнього Радянського Союзу широкомасштабне використання дистанційної інформації для розв'язання завдань агропромислового виробництва спостерігається в Росії [1, 4] та Казахстані [26]. Робляться спроби впровадити інформацію, отриману шляхом аналізу космознімків, у практику сільськогосподарського виробництва Білорусі [21] та Азербайджану [7].

Україна має кваліфікованих фахівців та розвинену промислову і науково-технічну базу в галузі космічних досліджень. З іншого боку, вона володіє потужними запасами родючих черноземів, які визначають пріоритетний розвиток вітчизняного АПК. Міждисциплінарна взаємодія цих напрямків, які передбачає трансляцію методів з однієї сфери в іншу, в даному випадку реалізується як застосування дистанційної інформації для вирішення сільськогосподарських завдань. Метою роботи є висвітлення стану використання технологій ДЗЗ в інтересах АПК України.

РЕТРОСПЕКТИВНИЙ ОГЛЯД

Проблеми дистанційного дослідження сільськогосподарських посівів були одними з центральних у діяльності створеного в 1979 р. в системі Міністерства сільського господарства колишнього СРСР Всесоюзного науково-дослідного центру «Агроресурси». За допомогою комплексу апаратури, встановленої на борту літаків ТУ-134 СХ, вивчались різні параметри стану посівів, зокрема зрідженість, забур'яненість, полягання, ураження шкідниками та хворобами [5].

В Українській РСР з метою поглиблення системних досліджень, розширення математичного моделювання та створення прикладних комп'ютерних комплексів управління агроекосистемами у 1985 р. у межах республіканської науково-технічної програми «Агрокомплекс» було розроблено науково-технічну програму «Опрацювати методи і прийоми прогнозування і управління технологічними процесами вирощування сільськогосподарських культур. Створити автоматизовану АСУ «Агропрогноз» на рівні область-республіка». Реалізацію цієї програми було доручено близько тридцяти науково-дослідним та інженерним установам України. Координацію і методичне керівництво покладено на Український філіал ВНДЦ «Агроресурси», згодом Український ДНДПІ «Агроресурси», очолюваний А. О. Шевченком [30]. В ході її виконання протягом 10 років було зібрано величезний обсяг наземної інформації, узагальненої в окремі підсистеми, такі як «Погода», «Фенологія», «Врожай», «Захист рослин», напрацьовано понад 30 найменувань методик, інструкцій, технологій та інших інструктивно-методичних матеріалів, обладнано парк ЕОМ різного класу. У межах програми здійснено експертну оцінку 770 технологічних прийомів та засобів їх виконання у 650 комбінаціях різних параметрів елементів зовнішнього середовища, всього 500 тис. варіантів. Були також зроблені спроби методично опрацювати інформацію, що стосувалась аерокосмічного моніторингу посівів, зокрема основних організаційно-методичних аспектів наземного квазісинхронного обстеження досліджуваних об'єктів агрозони [19].

Проблеми та питання, пов'язані з дистанційною діагностикою посівів, були предметом наукових зацікавлень фахівців Інституту фізіології рослин і генетики НАН України [www.ifrg.kiev.ua], які провадили розробку методів тестування стану посівів за відносними показниками спектральних характеристик відбиття на основі вивчення форм спектральної кривої відбиття [10] та організовували наукові форуми на цю тематику [23]. Тут було запропоновано систему моніторингу посівів для прогнозування врожаю зерна на основі спектрометрії у видимому діапазоні та обґрунтовано необхідний мінімум параметрів, дистанційне визначення яких може забезпечити ефективне прогнозування зернової продуктивності [29].

В кінці ХХ — на початку ХХІ ст. до справи розробки методів автоматизованої обробки та інтерпретації даних багатоспектральної супутникової зйомки посівів сільськогосподарських культур (в основному з космічних апаратів NOAA та «Ресурс-01»), а також застосування дистанційно визначених параметрів посіву в динамічній моделі продуктивності сільськогосподарських культур були зачленені співробітники Українського науково-дослідного гідрометеорологічного інституту [2, 12, www.uhmi.org.ua/].

Тоді ж в Україні завдяки підтримці TACIS здійснювався міжнародний проект STARS, в якому поєднувався французький досвід моніторингу сільськогосподарських культур, заснований на використанні інформаційних технологій та космічних засобів (передусім, знімків супутника SPOT), і багаторічний український досвід дистанційного зондування та його наземного супроводу. Від української сторони у програмі досліджень брали участь: Національне космічне агентство України (НКАУ), Мінагрополітики, Держкомстат, Гідрометцентр, НТЦ «Космознімок», а від французької — компанія GEOSYS SA [<http://www.geosys.com/en/Products/Projects/>]. Українським координатором цього проекту був провідний науковий працівник Інституту географії НАН України В. С. Давидчук. Один із напрямів проекту STARS — збирання інформації про природні умови розвитку сільськогосподарських культур.

НАПРЯМКИ СУЧАСНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ НАУКОВИХ КОЛЕКТИВІВ УКРАЇНИ

На сучасному етапі науково-методичні основи застосування дистанційних аерокосмічних методів для вирішення сільськогосподарських завдань в Україні розробляються науковими колективами різних відомств. У системі Національної академії аграрних наук України (НААНУ) до впровадження дистанційних методів у сільськогосподарську науку й практику залучено кілька організацій. Зокрема, у секторі дистанційного зондування ґрунтового покриву Національного наукового центру «Інститут ґрунтоznавства й агрохімії ім. А. Н. Соколовського» [<http://www.issar.kharkov.ua/>] на базі матеріалів багатоспектрального космічного сканування й ГІС-технологій здійснюється моніторинг різно манітних характеристик ґрунту та створюються електронні ґрунтові карти. Лабораторія водних ресурсів і моніторингу Інституту гідротехніки й меліорації НААНУ [<http://igim.igim.org.ua/>] одним з напрямків своєї наукової діяльності декларує дослідження процесів трансформації водних ресурсів і меліорованих територій, прогнозування стану й стійкості земель із застосуванням сучасних новітніх технологій, у тому числі матеріалів ДЗЗ. В Інституті агроекології НААНУ функціонує лабораторія аерокосмічного зондування агросфери, одним з основних завдань якої є проведення фундаментальних досліджень і прикладних розробок у сфері дистанційного зондування сільськогосподарських об'єктів [<http://agroeco.at.ua/>], а провідною ідеєю є створення вибіркової мережі спостережень за посівними плошами, станом і продуктивністю зернових колосових культур за матеріалами космічної інформації [25].

Фахівцями НААНУ у 2007 р. була розроблена Концепція науково-технічної програми «Моніторинг агроресурсів і прогнозування їхнього стану з застосуванням даних дистанційного зондування» (скорочена назва «Агрокосмос»), що повинна стати першим кроком для створення державної агроВІС-системи моніторингу агроресурсів. Система «Агрокосмос» призначена для відпрацювання й впровадження

новітніх інформаційних технологій контролю й керування агроресурсами з застосуванням даних космічного спостереження Землі. Основними розробниками інформаційної системи «Агрокосмос» є: з боку Національного космічного агентства України — державне підприємство «Дніпрокосмос» [[http://dniprokosmос.dp.ua/dk_ua.html](http://dniprokosmos.dp.ua/dk_ua.html)] — головний виконавець, відповідальний за аерокосмічну інформацію, і з боку НААНУ — три названі вище Інститути, відповідальні за наземну інформацію [27].

Певний досвід використання ГІС/ДЗЗ-технологій для моніторингу земель та вивчення ерозійних процесів накопичений співробітниками Державного науково-виробничого центру «Природа» [<http://www.pryroda.gov.ua>], що є одним з підприємств НКАУ. До системи НКАУ належить і Центр прийому й обробки спеціальної інформації й контролю навігаційного поля [<http://www.dzz.gov.ua/CPOSI>], фахівці якого, досліджуючи озимі сільськогосподарські культури на основі даних ДЗЗ, оцінили залежність розвитку цих культур від часу й зробили прогноз урожаю озимої пшениці за допомогою математичної моделі [22].

У листопаді 2008 р. Український науково-дослідний інститут прогнозування й випробування техніки і технологій ім. Л. Погорілого [<http://ndipvt.org.ua/>] був призначений наказом Міністерства агрополітики України відповідальним виконавцем з одержання доступу до системи моніторингу стану сільськогосподарських культур за допомогою європейської системи дистанційних методів зондування MARS та разом з Інститутом захисту й безпеки громадян (Іспра, Італія) підписав Угоду про використання загаданої системи в Україні. Планувалося використати 3 млн євро на купівлю системи супутникового прогнозування врожайності MARS, а також обладнання для шести лабораторій. Вже висвітлені перші результати цього співробітництва [11].

У структурі Національної академії наук України (НААНУ) одними з перших застосували багатозональні знімки різної просторової розрізненості для прогнозування врожайності озимих зернових культур фахівці Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі (ЦАКДЗ) ІГН

НАНУ [www.casre.kiev.ua]. В 2001—2004 рр. фахівцями Центру розроблялась методика вирішення тематичної задачі «Прогнозування врожайності озимої пшениці на основі комплексної обробки наземної та космічної інформації» на замовлення Мінекономіки та Національного космічного агентства України з метою прогнозування врожайності озимої пшениці в межах адміністративних районів за даними дистанційного зондування Землі на основі космічних знімків AVHRR/NOAA і «Landsat-7» [14, 15, 32]. Протягом 2005—2007 рр. спеціалісти Центру разом із фахівцями Інституту проблем національної безпеки Ради національної безпеки і оборони України на замовлення Міністерства аграрної політики України виконували НДР на тему «Оцінка стану і прогнозування врожайності озимої пшениці на основі комплексної обробки наземної інформації та інформації дистанційного зондування Землі (на прикладі Київської області)». Розроблено основні компоненти технології оцінки стану і прогнозу врожайності озимої пшениці на основі комплексної обробки наземної та космічної інформації, зокрема визначено терміни отримання космічних знімків MODIS для встановлення розмірів площ посівів озимих культур та виведено залежності між показником вегетаційного індексу NDVI й врожайністю озимих зернових [16, 17]. На основі цих робіт було запропоновано систему супутникового моніторингу посівів озимих зернових культур у межах України. Система передбачає взаємодію різних організацій, які мають досвід збирання й синтезу космічної та наземної полігонної інформації, а також її попередньої і тематичної обробки. Тестові випробування на прикладі Київської та Миколаївської областей показали, що функціонування такої системи достатньо якісно забезпечувало б контроль за посівними площами озимих культур у межах адміністративних районів, нагляд за станом посівів та прогнозування їхньої врожайності за допомогою методик, адаптованих до природних умов областей України [24]. Варто зауважити, що нині в ЦАКДЗ до розв'язання агрорієнтованих задач залишаються знімки з високою розрізненістю (наприклад, SPOT та «Rapid Eye»), вдосконалюються методичні підходи до

їхньої класифікації та поширюється застосування цих знімків для контролю інших сільськогосподарських культур, зокрема біопаливної технічної рослини — озимого ріпаку [18].

Спроби прогнозу врожайності озимих культур у межах адміністративних областей всієї України на 2008 р. за супутниковим даними MODIS зроблені колективом фахівців Інституту космічних досліджень (ІКД) НАНУ й НКАУ (<http://inform.ikd.kiev.ua/>) [13]. В листопаді 2009 р. ІКД став переможцем тендера Єврокомісії «Оцінювання площ посівів на основі супутникових даних в Україні». Навесні 2010 р. в Іспрі (Італія) та у Києві було організовано два міжнародні семінари, присвячені цьому проекту.

Фахівці Харківського національного університету ім. В. Н. Каразіна та науково-виробничого об'єднання КВ-А-НТ запропонували новий підхід до прогнозування урожаю сільськогосподарських культур на підставі характеристик радіолокаційного зображення та аналізу погодних умов поточного року. Цю методику було випробувано на прикладі дослідження посівів озимої та ярої пшениці і сої, вирощених у 1991 р. на полях Харківської та Дніпропетровської областей [3].

У період 2007—2008 рр. в Україні здійснювався міжвідомчий та міжнародний проект «Створення моделі й автоматизованої технології класифікації земних покривів» у рамках гранту INTAS з космічних технологій за підтримки Національного космічного агентства України й Космічного агентства Франції, до якого були залучені фахівці ДП «Дніпрокосмос», Інституту агроекології НААНУ, Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі НАН України, Об'єднаного інституту проблем інформатики НАН Білорусі, Данського інституту сільськогосподарських наук (м. Тьєле). Основною метою проекту було створення стандартизованої автоматизованої технології класифікації земних покривів, яка б забезпечила виконання робіт з інвентаризації земель. В основі цієї технології лежить використання матеріалів багатоспектральної космічної зйомки земної поверхні з детальністю 15—30 м. Кінцевий інформаційний продукт технології — тематичні карти територій з номенклатурою об'єктів, прийнятою в системі класифікації CORINE LCC. Розробле-

на технологія входить до складу інформаційного інструментарію створюваної нині в Україні міжвідомчої інформаційної системи GEO/UA (український сегмент GMES/Kopernikus) [6].

19 листопада 2009 р. у Міністерстві аграрної політики України відбулась міжвідомча нарада з питань розробки державної науково-технічної програми «Моніторинг агроресурсів, прогнозування їхнього стану з метою забезпечення конкурентоздатності АПК та продовольчої безпеки України (Агрокосмос)», в контексті якої Національним космічним агентством України та Національною академією аграрних наук України планується спільно з транснаціональною корпорацією «Rapid Eye» виконувати пілотний проект «Agro-UA».

Таким чином, в Україні фахівці різних установ уже мають певний досвід роботи з матеріалами супутникової зйомки у сфері застосування цих даних для вирішення різноманітних завдань сільськогосподарського виробництва. Проте низка проблем заважає створити в Україні єдину систему космічного моніторингу хоча б найважливіших галузей аграрного сектору держави.

СТВОРЕННЯ СИСТЕМИ ДІСТАНЦІЙНОГО МОНІТОРИНГУ АГРОРЕСУРСІВ УКРАЇНИ: ПРОБЛЕМИ І ПЕРСПЕКТИВИ

У Євросоюзі в рамках програми MARS (Monitoring Agriculture by Remote Sensing) в операційному режимі з 2000 р. функціонує загальноєвропейська система MCYFS (MARS Crop Yield Forecasting System) для прогнозування врожайності сільгоспкультур [31].

Починаючи з 2003 р. спільними зусиллями фахівців з Головного обчислювального центру Міністерства сільського господарства Російської Федерації (МСГ РФ) та Інституту космічних досліджень РАН (ІКД РАН) в рамках проектів МСГ РФ розпочато діяльність з розбудови системи автоматизованого збору, обробки і розповсюдження супутникових даних [4]. У результаті було створено інформаційний сервер <http://www.agrocsmos.gvc.ru>, на якому розміщено дані супутникового моніторингу сільгоспугідь основних регіонів-виробників рослинницької продукції РФ [28].

Багаторічний досвід проведення космічного моніторингу основних зернопосівних регіонів Північного Казахстану на рівні окремих районів і областей сприяв розвитку агропромислового сектору Національної системи космічного моніторингу Республіки Казахстан. Результати супутникового обстеження північних областей Казахстану засвідчують перспективність даного напрямку як одного із джерел об'єктивної інформації про параметри виробництва зерна [20].

В Україні ж, незважаючи на наявність потужного аграрного потенціалу, необхідність підвищення рівня інформаційного забезпечення сільськогосподарського виробництва та наявні вітчизняні напрацювання, і досі немає єдиної системи дистанційного моніторингу агроресурсів, хоча до цієї справи впродовж останніх десяти років залучалось значно більше організацій, ніж в Росії чи Казахстані:

Україна — ДП «Дніпрокосмос» НКАУ, Інститут агроекології НААНУ, Інститут гідротехніки й меліорації НААНУ, Інститут космічних досліджень НАНУ і НКАУ, Інститут проблем національної безпеки РНБОУ, Інститут фізіології рослин і генетики НАНУ, Науковий центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАНУ, Український науково-дослідний гідрометеорологічний інститут МНС і НАНУ, Український науково-дослідний інститут прогнозування й випробування техніки й технологій ім. Л. Погорілого МАП України, Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна МОН України, Центр прийому й обробки спеціальної інформації й контролю навігаційного поля НКАУ;

Російська Федерація — Інститут космічних досліджень РАН, Південний регіональний інформаційно-аналітичний центр Росавіакосмосу (ПРІА-Центр), Югорський НДІ інформаційних технологій;

Республіка Казахстан — Інститут космічних досліджень МОН РК.

Така роз'єднаність наукових пошуків не сприяла впровадженню отриманих здобутків у практику сільського господарства.

На думку експерта аналітично-дорадчого центру Блакитної стрічки ПРОООН М. Кобця [8, 9], Україні буде значно простіше й вигідніше вли-

тися в чинну європейську систему. Але й на цьому шляху перед нашою державою постає низка проблем, які досі не вирішенні. Зокрема, потрібна підтримка українського уряду для проведення робіт з адаптації напрацьованих в ЄС моделей та методик для природно-кліматичних умов України. Необхідно також визначити координатора цих робіт та спосіб обміну інформацією між державними установами, залученими до такої діяльності, оскільки цей обмін іноді відбувається на комерційних засадах, що неприпустимо для нормального функціонування пропонованої системи. Крім того, подекуди виникають проблеми, пов'язані з режимом секретності, особливо коли постає необхідність використання зображень високої просторової розрізненості для потреб точного землеробства або для кадастрових робіт. Не сприяє створенню системи дистанційного космічного моніторингу агроресурсів також нестача кваліфікованих фахівців у цій сфері та намагання залучати дані лише вітчизняних космічних апаратів.

Слід зазначити, що на теренах країн-учасниць співдружності незалежних держав (СНД) дані супутникового моніторингу планується застосувати ще в одному важливому напрямку — боротьбі із біозагрозами для попередження інвазії саранчевих та інших мігруючих шкідників. З цією метою в жовтні 2008 р. було сформовано робочу групу для підготовки плану основних заходів, структури й регламентів і законодавчого забезпечення Інформаційної системи держав-учасниць СНД із захисту від біонебезпек на основі супутниковых зйомок. До її складу від України увійшов провідний науковий співробітник ЦАКДЗ ІГН НАНУ О. І. Сахацький. Згідно з рішенням Постійної комісії з аграрної політики, природних ресурсів та екології міжпарламентської асамблей держав-учасниць СНД робочій групі було доручено написання інформаційної записки про доцільність і правові аспекти створення такої системи. Українська сторона висловила готовність взяти участь у діяльності робочої групи за напрямками розробки єдиних форматів даних, локалізації тестових полігонів та верифікації супутниковых даних.

ВИСНОВКИ

Застосування супутниковых даних для вирішення завдань сільськогосподарського виробництва України ведеться з 1980-х рр., але його темпи поки що невисокі. За цей час до справи супутникового моніторингу аграрного потенціалу України залучалось більше десятка установ та організацій різного рівня, тому для отримання вагомих результатів у названій сфері слід передусім об'єднати зусилля науково-технічної спільноти.

Налагодження системи обміну інформацією між науковими та інженерними структурами в Україні, узгодження юридичних питань та забезпечення належного державного фінансування дозволить на підставі накопиченого досвіду створити сучасну вітчизняну систему дистанційного моніторингу агроресурсів і забезпечить паритетність України як держави-учасниці міжнародних космічних проектів.

1. Акаткин Ю. М., Ефремов В. Ю., Лупян Е. А. и др. Возможности удаленной работы с данными системы дистанционного мониторинга сельскохозяйственных земель МСХ РФ // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст. — М.: ООО «Азбука-2000», 2008. — Том II, вып. 5. — С. 395—406.
2. Антоненко В. С. Агрометеорологический мониторинг посевов сельскохозяйственных культур в Украине с применением аэрокосмических методов. — К.: АртЭк, 2002. — 308 с.
3. Атрошенко Л. М., Атрошенко М. Д., Горобец Н. Н., Сафонова Л. П. Повышение надежности прогнозирования урожая сельхозкультур по радиолокационным космическим снимкам высокого разрешения // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст. — М.: ООО «Азбука-2000», 2008. — Том II, вып. 5. — С. 245—250.
4. Барталев С. А., Бурцев М. А., Ершов Д. В. и др. Система автоматизированного сбора, обработки и распространения спутниковых данных для мониторинга сельскохозяйственных земель // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст. — М.:

- GRANP polygraph, 2005. — Том 1, вып. 2. — С. 140—148.
5. Бесарабова Л. М., Гвоздев А. В., Павлова А. Г. Опыт дистанционного контроля фитосанитарного состояния пшеницы // Дистанционные методы анализа сельскохозяйственного производства. — М.: ВНИПТИК, 1982. — С. 107—114.
 6. Бродский Л., Бушуев Е. И., Волошин В. И. и др. Проект INTAS по разработке автоматизированной технологии классификации земных покрытий: научные задачи, основные результаты и перспективы // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 2. — С. 36—48.
 7. Исматова Х. Р. Роль данных дистанционного зондирования при создании цифровых карт землепользования в Азербайджане // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст. — М.: GRANP polygraph, 2005. — Том 2.— С. 273—279.
 8. Кобець М. І. Космос як найвищий рівень аграрних технологій // Пропозиція. — 2004. — № 6. — <http://www.propozitsiya.com/?page=149&item=1424&number=45>.
 9. Кобець М. І. Проблемні питання створення в Україні системи моніторингу агроресурсів та прогнозування урожайності (СМАПУ) // Матеріали Міжвідомчої робочої наради з питань підготовки ДНТП «Агрокосмос». — Київ, 2009. — <http://brc.undp.org.ua/ua/press/news/119>
 10. Коцубей С. М., Кобец Н. И., Шадчина Т. М. Форма спектров отражения листьев как информационная основа дистанционного диагностирования посевов // Физиология и биохимия культурных растений. — 1987. — **19**, № 6. — С. 539—545.
 11. Кравчук В. І., Сердюченко Н. М., Ковтуненко О. В. та ін. Основи методології моніторингу агроресурсів та прогнозування врожайності сільськогосподарських культур за проектом MARS // Техніко-технологічні аспекти розвитку та випробування нової техніки і технологій для сільського господарства України: Зб. наук. праць. — Дослідницьке, 2009. — Вип. 13 (27), кн. 2. — С. 3—14.
 12. Кривобок О. А. Методи автоматизованої обробки та інтерпретації даних багатоспектральної супутникової зйомки посівів сільськогосподарських культур в Україні: Автореф. дис. ... канд. геог. наук. — Одеса, 1997. — 16 с.
 13. Куссуль Н. Н., Ильин Н. И., Скаун С. В. и др. Оценка состояния растительности и прогнозирование урожайности озимых культур Украины по спутниковым данным // Decision making and business intelligence, strategies and techniques: Inter. Book Ser. — Varna, 2008. — N 3. — P. 103—109.
 14. Лялько В. І., Сахацький А. І., Ходоровский А. Я. и др. Возможности прогнозирования урожайности зерновых культур на основе совместного использования многозональных космических снимков AVHRR, NOAA и «Landsat TM» (на примере Киевской области) // Космічна наука і технологія. — 2002. — **8**, № 2/3. — С. 249—255.
 15. Лялько В. І., Сахацький А. І., Жолобак Г. М. и др. Опыт комплексирования многозональных снимков NOAA/AVHRR и «Landsat-7» для прогноза урожайности озимой пшеницы (на примере районов Киевской области) // Космічна наука і технологія. — 2003. — **9**, № 4. — С. 99—103.
 16. Лялько В. І., Сахацький О. І., Жолобак Г. М. Особливості прогнозування врожайності зернових культур за багатоспектральними даними // Багатоспектральні методи дистанційного зондування Землі в задачах природокористування. — К.: Наук. думка, 2006. — С. 276—191.
 17. Лялько В. І., Сахацький О. І., Жолобак Г. М., Греков Л. Д. Контроль площ та стану озимих культур за допомогою знімків MODIS/TERRA та SPOT XI (на прикладі Київської області) // Доповіді НАНУ. — 2007. — № 3. — С. 122—127.
 18. Лялько В. І., Сахацький О. І., Жолобак Г. М., Ваколюк М. В. Аерокосмічний контроль посівів озимого ріпаку — сировини для виробництва біодизелю // Вісник НАН України. — 2009. — № 12. — С. 13—22.
 19. Методические указания по проведению наземных наблюдений на аэрокосмических полигонах Украины при дистанционном зондировании агроресурсов. — К.: УкрНИПТИ «Агроресурсы», 1994. — 72 с.
 20. Муратова Н. Р., Терехов А. Г. Опыт пятилетнего оперативного мониторинга сельскохозяйственных угодий Северного Казахстана с помощью спутниковых данных // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст. — М.: ООО «Азбука-2000», 2007. — Том II, вып. 4. — С. 277—283.
 21. Мясникович М. В., Тузиков А. В., Буткин Г. А. и др. Национальная космическая программа Республики Беларусь // Матеріали 4-го Білоруського космічного конгресу. — Мінськ, 2009. — <http://uiip.bas-net.by/kosmos4/program.html>.
 22. Пакшин М. Ю., Білан І. І., Гаврилюк В. Б., Вахняк В. С. Прогнозування урожайності озимої пшениці за космічними знімками // Зб. наук. праць Чернівецького ун-ту. — 2007. — Вип. 360. — С. 176—184.
 23. Применение методов дистанционной диагностики в сельском хозяйстве: Сб. науч. тр. — К.: Наук. думка, 1989. — 152 с.

24. Сахацький О. І., Жолобак Г. М., Макарова Г. А. та ін. Класифікування земного покриття за супутниковими даними MODIS для моніторингу посівів озимих зернових у межах адміністративних районів Київської та Миколаївської областей України // Космічна наука і технологія. — 2009. — **15**, № 5. — С. 16—23.
25. Сиротенко О. В. Вибіркові обстеження посівів сільськогосподарських культур за даними космічного знімання // Регіональна нарада «Можливості дистанційного зондування Землі та геоінформаційних технологій у вирішенні проблем Київщини»: Тез. доп., Київ, 20—21 березня 2007 р. — <http://www.pryroda.gov.ua/ua/index.php?newsid=704>
26. Султангазин У. М., Муратова Н. Р., Терехов А. Г. Использование космического мониторинга в планировании и прогнозировании параметров зернового производства // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст. — М.: Полиграф сервис, 2004. — С. 291—297. — www.iki.rssi.ru/earth/trudi/1-28.pdf
27. Тараріко О. Г., Сиротенко О. В., Волошин В. І. та ін. Використання космічних технологій в агропромисловому комплексі України // Вісн. аграр. науки. — 2007. — № 7. — С. 5—9.
28. Толпін В. А., Барталев С. А., Ефремов В. Ю. и др. Возможности информационного сервера СДМЗ АПК // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов: Сб. науч. ст. — М.: ООО «ДоМира», 2010. — Том 7, вып. 2. — С. 221—230. — [http://d33.infospace.ru/d33_conf/sb-2010\(2\)/221-230.pdf](http://d33.infospace.ru/d33_conf/sb-2010(2)/221-230.pdf).
29. Шадчина Т. М. Наукові основи дистанційного моніторингу стану посівів зернових. — К.: Фітосоціоцентр, 2001. — 220 с.
30. Шевченко А. О. Системні дослідження і кібернетизація технологічних рішень в землеробстві // Системні дослідження та моделювання в землеробстві. — К.: Нива, 1998. — С. 3—17.
31. Baruth B., Royer A., Klisch A., Genovese G. The use of remote sensing within the MARS crop yield monitoring system of the European Commission // The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences. — Beijing, 2008. — Vol. 37, Part B8. — P. 935—940.
32. Lyalko V. I., Sakhatsky A. I., Hodorovsky A. Ya., et al. The Experience of Application of AVHRR NOAA and Landsat-7 data for cereal crop yield forecasting // Geoinformation for European-wide Integration. — Rotterdam: Millpress, 2003. — P. 567—572.

Національна наукова бібліотека України імені М. І. Грушевського

G. M. Zholobak

THE USE OF REMOTE SENSING METHODS FOR AGROSOURCES MONITORING IN UKRAINE

The state of remote sensing technologies for agro-industrial complex of Ukraine beginning from the 1980s is analysed. The achievements of Ukraine in the sphere of satellite observations of agroresources are surveyed. Some problems and prospects of the satellite data application for goals of agricultural production in Ukraine are considered.

УДК 550.388, 551.520.32

А. К. Федоренко

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

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДА АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН НА ОСНОВЕ ПРЯМЫХ СПУТНИКОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Проаналізовано можливість визначення періоду акусто-гравітаційних хвиль (АГХ) на основі одноточкових супутникових вимірювань. У варіаціях різних атмосферних параметрів вище турбопаузи, викликаних поширенням АГХ, спостерігаються амплітудні і фазові відмінності, які залежать від спектральних характеристик хвиль та властивостей середовища. Порівнюючи теоретичні спiввiдношення, що пов'язують рiзнi параметри АГХ з iхнiм експериментальним ходом, можна оцiнювати спектральнi характеристики цих хвиль, недостяжнi для прямих вимiрювань. Подано кiлька способiв оцiнки перiоду АГХ на основi синхронiчных супутниковых вимiрювань riзних параметрiв i обчислено перiоди хвиль, що спостерiгались iз супутника «Dynamics Explorer 2».

ВВЕДЕНИЕ

Акусто-гравитационные волны (АГВ) экспериментально исследуются на протяжении более 60 лет как многочисленными наземными методами, так и с борта низкоорбитальных космических аппаратов [1, 2, 8]. Каждый из этих методов имеет свои преимущества и ограничения. Поскольку скорость спутника (около 8 км/с) значительно превышает фазовую горизонтальную скорость АГВ (сотни м/с), с борта волновой процесс регистрируется как квазистационарная картина в пространстве. Таким образом, со спутника наблюдается составляющая длины волны вдоль витка, в то время как в наземных наблюдениях — период волны. В этом смысле наземные и спутниковые наблюдения АГВ являются взаимно дополняющими. Однако для сопоставления одних и тех же возмущений, наблюдаемых спутниковыми и наземными методами, необходимо уметь восстанавливать «недостающие» в тех и других измерениях спектральные характеристики волн. В связи с этим большое значение при изучении АГВ на основе спутниковых данных приобретает разработка методик восстановления периода и фазовой скорости волны. В

работе анализируется возможность определения периода АГВ по одноточечным спутниковым измерениям. Рассмотрено несколько способов определения периода АГВ на основе данных спутниковых измерений разных параметров.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ ВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Исследование акусто-гравитационных волн на основе спутниковых измерений включает следующие необходимые этапы: 1) выявление волновых форм; 2) предварительную обработку (исключение низкочастотного тренда и шумов); 3) идентификацию (установление типа) волны по характерным признакам. АГВ проявляются в спутниковых измерениях любого атмосферного параметра: температуры, плотности, давления, скорости и др. Все эти параметры изменяются в волне согласованно, а характер связи между ними определяется спектральными характеристиками АГВ и свойствами среды. Сопоставляя теоретические зависимости с экспериментальным ходом разных атмосферных параметров, можно идентифицировать волну и оценить многие ее спектральные свойства.

На спутнике «Dynamics Explorer 2» (DE2) измерялись разные параметры нейтральной атмосферы в интервале высот 250—1000 км. Кон-

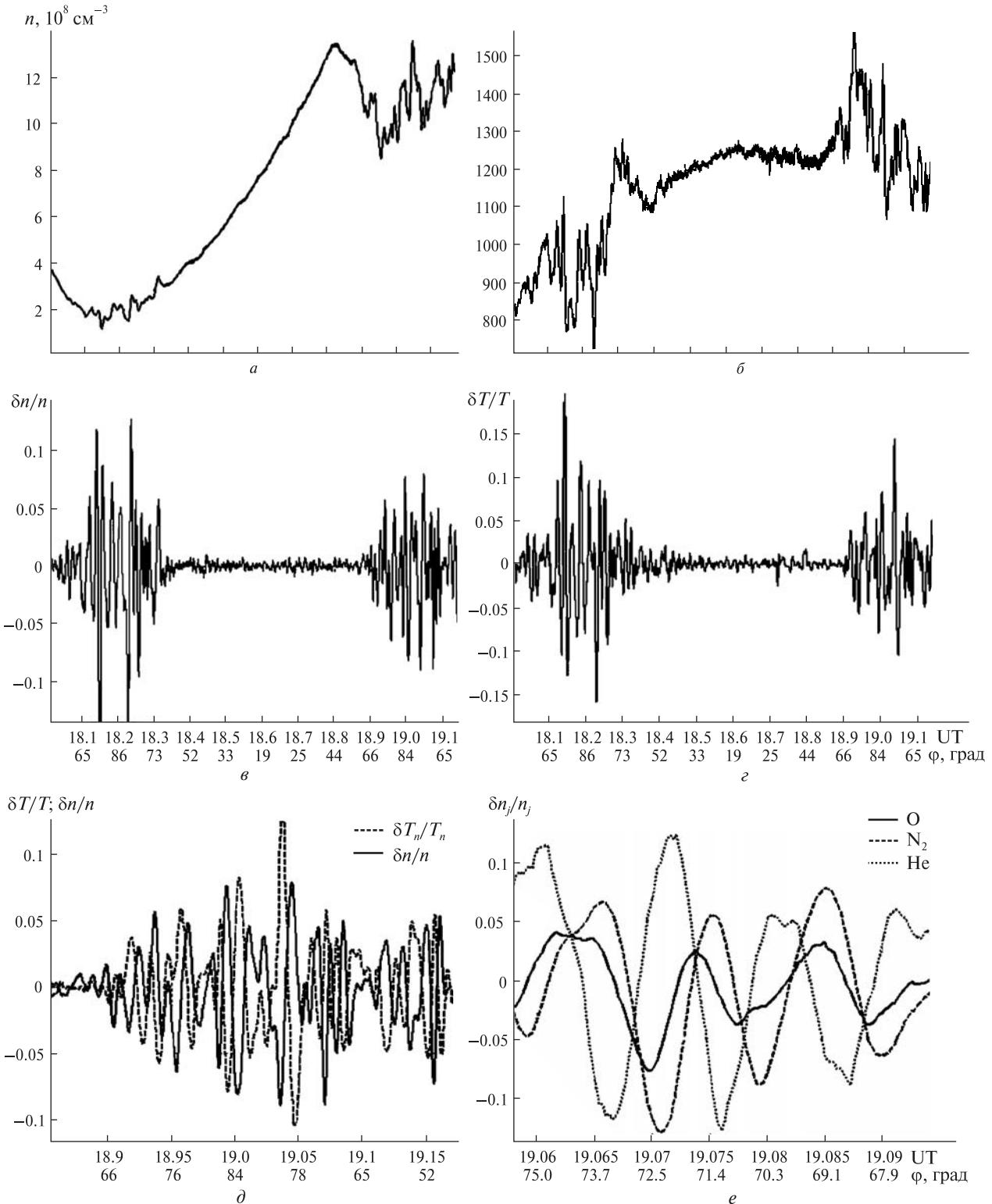


Рис. 1. АГВ в данных измерений спутника DE2 на витке 8257 (29.01.83): *a* — концентрация нейтральных частиц n ; *b* — температура нейтральных частиц T_n ; *в, е* — относительные вариации концентрации $\delta n/n$ и температуры $\delta T_n/T_n$; *д* — сопоставление относительных вариаций концентрации и температуры; *е* — относительные вариации в отдельных газах

центрации атомарного кислорода (O), молекулярного азота (N_2), аргона (Ar) и гелия (He) измерялись с помощью масс-спектрометра в эксперименте NACS (Neutral Atmosphere Composition Spectrometer) [6]. Температура и скорость нейтральных частиц исследовались в эксперименте WATS (Wind and Temperature Spectrometer) [11]. Изменение общей концентрации и температуры вдоль витка 8257 спутника DE2 показано на рис. 1, *a*, *b* в зависимости от инвариантной широты. Над обеими полярными шапками отчетливо видны квазипериодические вариации температуры и плотности. Эти вариации регистрируются на фоне крупномасштабных трендов другой природы (суточный ход, высота орбиты и др.). В отдельных параметрах тренд имеет различную природу. Так, в измерениях концентрации (рис. 1, *a*) сильно сказывается изменение высоты орбиты спутника. На представленном участке витка высота уменьшалась примерно от 370 до 250 км, что составляет на этих высотах около $2H$, где H — высота однородной атмосферы. В соответствии с гидростатическим распределением фоновая концентрация должна изменяться в e^2 раз, что примерно и наблюдается. Над полярными шапками плавный ход концентрации с высотой искажается крупномасштабным перемешиванием. В частности, провал концентрации в интервале $UT = 18.8\dots19.1^h$, по-видимому, обусловлен переносом вещества сверху из менее плотных слоев. Поскольку измерения проводятся на высотах термосферы, в температуре тренд связан преимущественно с суточным ходом и изменением широты. В высоких широтах отчетливо видны локальные области разогрева в авроральных овалах из-за высыпаний частиц.

Длины АГВ на высотах термосферы могут составлять от нескольких сотен до нескольких тысяч километров. Проблема выделения вариаций АГВ состоит в необходимости исключения из рядов данных более длинноволновых, чем АГВ, изменений и коротковолновых шумов. Не зная заранее о преобладающем масштабе АГВ, нужно выбрать критерий, позволяющий отфильтровать волны наиболее эффективно. В качестве такого

критерия удобно использовать совпадение масштабов АГВ для разных параметров. Отделение волновых изменений от крупномасштабного хода параметров производилось по методу скользящего среднего, при этом количество точек фильтра выбиралось из условия максимальной кросс-корреляции вариаций в концентрациях разных газов [3]. Синхронные вариации концентрации $\delta n/n$ и температуры $\delta T_n/T_n$, нормированные на невозмущенные усредненные значения, показаны на рис. 1, *в* и *г*. Полярные АГВ являются наиболее заметными волновыми возмущениями в данных спутниковых измерений, и по относительной амплитуде на порядок превышают уровень возмущений в средних и низких широтах. Протяженность областей полярной волновой активности, показанной на рис. 1, составляет около 5.5 тыс. км над северной шапкой ($UT = 18.1\dots18.3^h$) и более 7 тыс. км над южной шапкой ($UT = 18.9\dots19.15^h$). Синхронные относительные вариации этих же компонентов показаны на рис. 1, *д* в более крупном масштабе над южной полярной шапкой. Волновые формы имеют одинаковый пространственный масштаб в разных параметрах и систематический сдвиг по фазе колебаний (близкий к противофазе). Наличие согласованных вариаций в параметрах, измеренных разными датчиками, является убедительным признаком того, что это действительно физическая волна, а не следствие обработки данных, вращения спутника или особенностей измерений. Установлены характерные признаки, позволяющие идентифицировать эти волны как АГВ [5, 7]: преобладание относительной амплитуды колебаний концентрации N_2 над O , а также систематическое опережение или отставание профиля концентрации O относительно N_2 вдоль траектории спутника, почти противофазные колебания температуры и концентрации He относительно концентраций тяжелых газов. Все перечисленные особенности отчетливо видны на рис. 1, *д* и *е* (над южной шапкой). Отметим, что для инфразвуковых волн, которые гипотетически могут иметь такие же масштабы, эти соотношения носят другой характер.

ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ЧАСТИЦ И КОНЦЕНТРАЦИИ

Этот способ определения периода является наиболее очевидным. Для распространяющейся в пространстве АГВ вертикальное смещение элемента объема h и его вертикальная скорость V_z связаны соотношением $V_z = i\omega h$, где ω — частота волны. В таких волнах синхронные пространственные профили V_z и h сдвинуты по фазе на $\pi/2$, при этом колебания скорости опережают колебания смещения в направлении распространения [9]. Поэтому, если есть в наличии спутниковые измерения скорости частиц и удается каким-то образом вычислить вертикальное смещение, сразу можно оценить значение периода. Воспользуемся данными измерений на спутнике «Dynamics Explorer 2»: скорости в эксперименте WATS и концентраций в эксперименте NACS. По измерениям концентраций вычислим вертикальное смещение элементарного объема [4]

$$h = \frac{kT_n}{g} \frac{1}{m(N_2) - m(O)} \left[\frac{\delta n(N_2)}{n(N_2)} - \frac{\delta n(O)}{n(O)} \right], \quad (1)$$

где $n(O)$ и $n(N_2)$ — концентрации газов, $\delta n(N_2)$, $\delta n(O)$ — волновые отклонения от сред

них значений, $H(O) = \frac{kT_n}{m(O)g}$, $H(N_2) = \frac{kT_n}{m(N_2)g}$

высоты однородных атмосфер газов, k — постоянная Больцмана, T_n — температура нейтрального компонента, $m(O)$ и $m(N_2)$ — массы атомов О и молекул N_2 , g — ускорение свободного падения. Поясним коротко физический смысл выражения (1). Полагая, что все газы движутся как одно целое, при смещении элементарного объема на высоту h относительное изменение концентрации тяжелого газа будет больше по амплитуде из-за большего фонового перепада

концентрации с высотой $\left| \frac{\delta n(N_2)}{n(N_2)} \right| > \left| \frac{\delta n(O)}{n(O)} \right|$. Чем

больше вертикальное смещение, тем эта разница относительных амплитуд будет больше. В формуле (1) можно использовать любую пару атмосферных газов, если есть соответствующие измерения их концентраций. При этом не важно, что их абсолютные концентрации могут существенно отличаться, так как относительная вариация все равно нормируется на фоновое невозмущенное значение.

Синхронные профили колебаний вертикальной составляющей скорости по измерениям в эксперименте WATS и рассчитанного по формуле (1) вертикального смещения показаны на рис. 2. Приведены два случая: на витке 8286 акустико-гравитационная волна движется навстречу спутнику, на витке 8106 — спутник и волна дви-

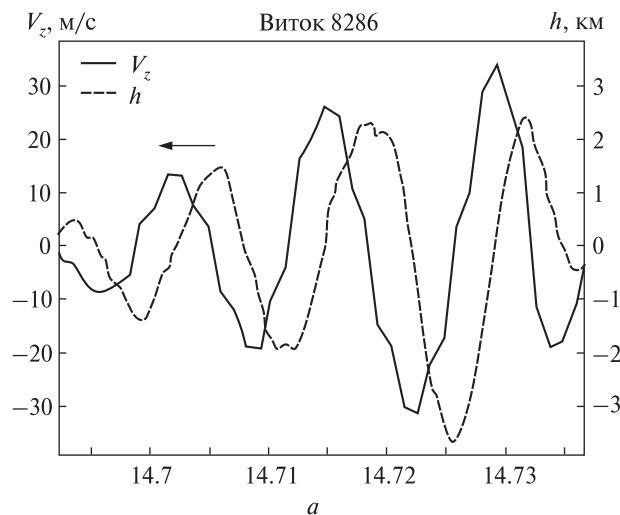
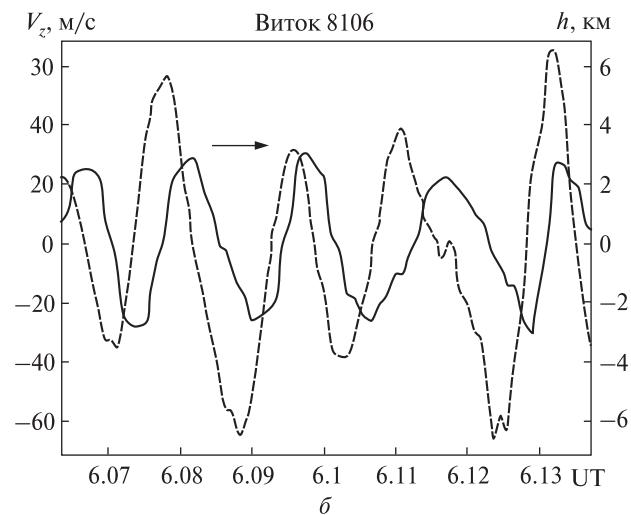


Рис. 2. Синхронные пространственные профили колебаний вертикальной компоненты скорости V_z и вертикального смещения h по данным DE2



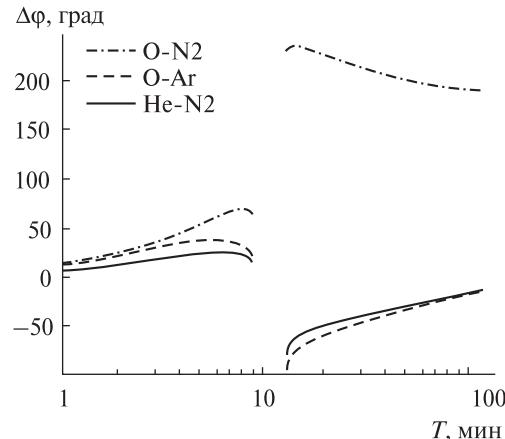


Рис. 3. Зависимость от периода АГВ сдвигов фаз между колебаниями разных сортов атмосферных газов для $\lambda_x = 500$ км, $k_z < 0$

жутся в одном направлении (направление движения АГВ показано стрелкой). Период АГВ можно определить по отношению амплитуд соседних пиков: $T = 2\pi|h|/|V_z|$. Для цуга на витке 8286 средний по всем пикам период составляет около 700 с, для витка 8106 — 950 с. Для условий измерений скорость звука составляла 800...830 м/с, а период Брента-Вяйсяля $T_B = 2\pi c / g\sqrt{\gamma - 1} = = 660...700$ с, т. е. периоды наблюдаемых над шапками АГВ оказались близкими к этому граничному значению. При таком способе определения периода необходимы синхронные массспектрометрические измерения концентрации и скорости. Точность измерений V_z на спутнике DE2 составляет ± 10 м/с, что не позволяет вычислять периоды для достаточно слабых АГВ. Даже в случае больших амплитуд полярных АГВ ($V_z = = 20...50$ м/с) погрешность в определении периода может достигать 50 %.

СДВИГ ФАЗ КОЛЕБАНИЙ В РАЗНЫХ ГАЗАХ

Выше турбопаузы при распространении АГВ наблюдаются амплитудные и фазовые различия в колебаниях отдельных сортов атмосферных газов. Относительная амплитуда концентрации газа сорта j связана с относительной амплитудой общей концентрации АГВ выражением [7]:

$$\frac{\delta n_j}{n_j} = \left(1 - \frac{i(H - H_j)}{H_j} \cdot \frac{1 - \frac{\gamma^2 k_x^2 H^2 \omega_B^2}{(\gamma - 1)\omega^2}}{k_z H + i \left(\frac{\gamma \omega_B^2 H^2 k_x^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \right)} \right) \frac{\delta n}{n}. \quad (2)$$

где $n = \sum_j n_j$ — суммарная плотность всех сортов атмосферных газов, $H = kT_n / (\bar{m}g)$ — высота однородной атмосферы, \bar{m} — средняя масса атомов и молекул, $H_j = kT_n / (m_j g)$ — высота однородной атмосферы газа сорта j , γ — показатель адиабаты, k_x, k_z — горизонтальная и вертикальная составляющие волнового вектора, ω, ω_B — частота волны и частота Брента — Вяйсяля. Согласно выражению (2) между профилями колебаний разных сортов газов наблюдаются сдвиги фаз, которые определяются спектральными свойствами волны (ω, k_x, k_z) и характеристиками среды (γ, H). Параметры АГВ ω, k_x и k_z удовлетворяют дисперсионному уравнению [7]:

$$\left(\frac{\gamma - 1}{\gamma^2} \frac{\omega^2}{\omega_B^2} - \frac{1}{4} \right) \frac{\omega^2}{\omega_B^2} + k_x^2 H^2 - (k_x^2 + k_z^2) H^2 \frac{\omega^2}{\omega_B^2} = 0. \quad (3)$$

Попытаемся оценить временной период по сдвигу фаз между колебаниями разных газов. Рассчитанная по формулам (2), (3) зависимость сдвигов фаз от периода для пар атмосферных газов He — N₂, O — N₂, O — Ar при $k_z < 0$ показана на рис. 3. В расчетах принята горизонтальная длина волны $\lambda_x = 500$ км (близкая к наблюдаемой), и примерно соответствующие наблюдениям параметры среды: $T_n = 1000$ К, относительное содержание $n(N_2)/n(O) = 3/7$. Спектр АГВ разделяется на две отдельные ветви: акустическую (слева) и гравитационную (справа), которые разделены диапазоном запрещенных периодов (рис. 3). Отличительной особенностью гравитационных волн от акустических является близкий к противофазе характер колебаний He и тяжелых газов, о чем уже упоминалось выше (рис. 1, e).

В большом диапазоне периодов сдвиг фаз $\Delta\phi$ между колебаниями O и N₂, как и для любой другой пары газов, изменяется незначительно (рис. 3). С другой стороны, само понятие сдвига фаз корректно применять только к строго монохроматической волне. Поэтому всегда есть не-

определенность $\Delta\varphi$ в экспериментально наблюдаемых квазимохроматических АГВ. По этим двум причинам оценка периода АГВ по сдвигу фаз между колебаниями разных атмосферных газов является очень грубой и может быть полезна только для АГВ с малыми периодами. При длине волны $\lambda_x = 500$ км большой сдвиг фаз между колебаниями О – N₂ (больше 30°) сразу указывает, что $T < 30$ мин.

ОТНОШЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

При описании АГВ следует учитывать два вида потенциальной энергии: упругую энергию акустического сжатия E_A и термобарическую энергию E_G , связанную с вертикальными смещениями объема атмосферного газа [12]. В вариациях плотности при распространении АГВ также выделяются две составляющие [10]:

$$\frac{\delta\rho}{\rho_0} = \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right) \frac{h}{H} + \frac{V_x U_x}{c^2}, \quad (4)$$

где $\frac{\delta\rho_G}{\rho_0} = \frac{(\gamma-1)}{\gamma} \frac{h}{H}$ — гравитационная составляющая вариаций плотности, $\frac{\delta\rho_A}{\rho_0} = \frac{V_x U_x}{c^2}$ — акустическая составляющая, ρ_0 — невозмущенное значение плотности, c — скорость звука, U_x — горизонтальная фазовая скорость волны, V_x — горизонтальная скорость частиц. Плотности потенциальных энергий E_A и E_G можно выразить соответственно через акустическую и гравитационную части вариаций плотности [5]:

$$E_A = \frac{\rho_0 c^2}{2} \left(\frac{\delta\rho_A}{\rho_0} \right)^2, \quad E_G = \frac{\rho_0 c^2}{2} \left(\frac{\delta\rho_G}{\rho_0} \right)^2 \frac{1}{(\gamma-1)}. \quad (5)$$

Для вычисления плотностей потенциальных энергий по формуле (5) вариации плотности необходимо разделить на две составляющие — акустическую и гравитационную. Методика такого разделения описана в работе [4]. Для этого можно использовать синхронные измерения температуры и плотности или масс-спектрометрические измерения концентраций разных атмосферных газов [5]. Средние по периоду распределения плотностей потенциальных энергий

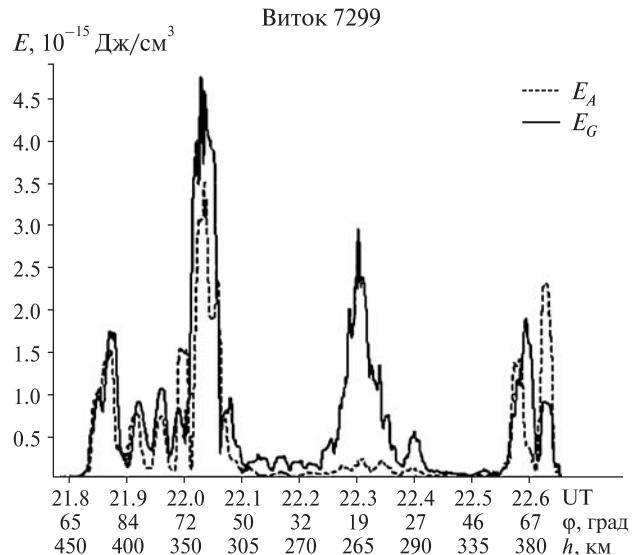


Рис. 4. Распределение средних по периоду плотностей потенциальных энергий АГВ вдоль витка 7299 в зависимости от инвариантной широты и высоты спутника

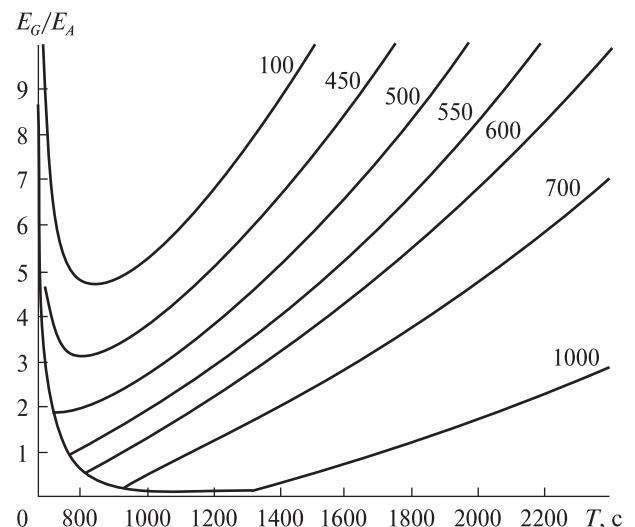


Рис. 5. Отношение потенциальных энергий АГВ в зависимости от периода для $\lambda_x = 400, 450, 500, 600, 700, 1000$ км

АГВ вдоль отдельного витка DE2 представлены на рис. 4. На показанном участке видны три области повышенной волновой активности с разным характером соотношений между потенциальными энергиями АГВ. Над полярными шап-

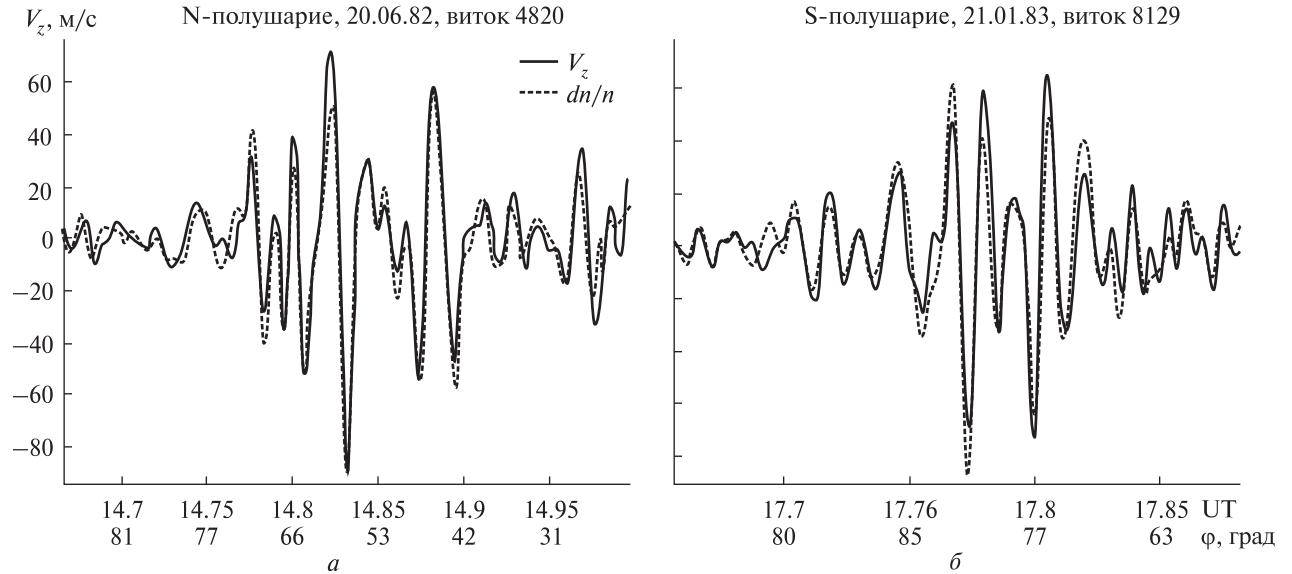


Рис. 6. Пространственные профили колебаний вертикальной составляющей скорости и относительных вариаций концентрации в полярных АГВ по данным измерений на DE2: *a* — северная полярная шапка, лето; *б* — южная полярная шапка, зима

Характеристики полярных акусто-гравитационных волн по данным измерений спутника «Dynamics Explorer 2»

Номер витка	$\delta\rho/\rho_0, \%$	Высота орбиты, км	E_G/E_A	$\lambda_x, \text{км}$	$T_1, \text{с}$	$T_2, \text{с}$
320	6	370...310	1.0	650	950	890
321	6	360...310	1.2	550	810	750
327	4	460...320	0.95	550	800	750
329	8—10	370...310	0.95	800	1250	1100
4820	5	290...360	0.6	650	900	890
5424	4—5	370...300	1.0	545	790	750
8132	5—6	290...250	0.5	570	750	780
8121	6	310...290	0.75	570	800	780
8122	9	310...285	0.6	750	1100	1020

ками оба вида потенциальных энергий близки по величине, в низких широтах $\bar{E}_G \gg \bar{E}_A$. Проанализируем, как соотносятся компоненты потенциальных энергий в зависимости от спектральных свойств АГВ. Для этого отношение средних потенциальных энергий выразим через спектральные параметры [5]:

$$\frac{\bar{E}_G}{\bar{E}_A} = \frac{(c/U_x)^2 - 1}{1 - (T_B/T)^2}, \quad (6)$$

Зависимость отношения \bar{E}_G / \bar{E}_A от периода АГВ

при разных значениях λ_x показана на рис. 5. Расчеты проведены для средних условий атмосферы, соответствующих измерениям на спутнике DE2. Относительный вклад гравитационной энергии быстро увеличивается с увеличением периода и уменьшением λ_x . Гравитационная энергия АГВ может быть меньше акустической только для крупномасштабных волн, начиная с граничной длины $\lambda_x > c T_B$ (около 550 км для условий наблюдений). Используя зависимости рис. 5, можно оценить периоды АГВ. В диапазон-

не длин среднемасштабных АГВ (меньше 1000 км) зависимость отношения \bar{E}_G / \bar{E}_A от периода резкая, что позволяет определять его довольно точно. Учитывая, что для АГВ на рис. 4 $\lambda_x \sim 550...600$ км, периоды волн в полярных регионах составляют около 800...900 с, а в низких широтах — около 2000 с.

ПЕРИОД ПОЛЯРНЫХ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Полярные акусто-гравитационные волны представляют собой разновидность среднемасштабных волн с выделенными горизонтальными длинами 500...650 км и периодами 800...1000 с [4, 9]. Для этих волн характерна еще одна особенность, позволяющая достаточно просто оценить их период: синфазный характер колебаний компоненты вертикальной скорости V_z и концентрации $\delta n/n$ [5]. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 6.

В акусто-гравитационных волнах теоретическая зависимость между этими параметрами имеет вид [7]:

$$V_z = \frac{\omega H \left(1 - \frac{\gamma^2 H^2 k_x^2 \omega_B^2}{(\gamma - 1)\omega^2} \right)}{k_z H + i \left(\frac{\gamma \omega_B^2 H^2 k_x^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} \right)} \frac{\delta n}{n}, \quad (7)$$

При синфазности колебаний V_z и δn

$$\frac{\gamma \omega_B^2 H^2 k_x^2}{\omega^2} - \frac{1}{2} = 0. \quad (8)$$

Учитывая, что $c^2 = \gamma g H$, из (8) получим для фазовой горизонтальной скорости этих волн:

$$U_x = \omega / k_x = c \sqrt{2(\gamma - 1)/\gamma}. \quad (9)$$

Для смеси газов О и N₂ с процентным содержанием, примерно соответствующим условиям наблюдений на «Dynamics Explorer 2», $U_x \approx 0.85$ с. Тогда период полярных АГВ равен $T = \lambda_x / 0.85$ с.

В таблице показаны несколько полярных АГВ, для которых периоды оценены двумя способами: по соотношению потенциальных энергий (T_1) и из условия синфазности колебаний V_z и δn (T_2). Полученные значения периодов оказались достаточно близкими.

ВЫВОДЫ

Одноточечные спутниковые измерения разных параметров атмосферы (концентраций газов, температуры, скорости и др.) позволяют восстановить временной период АГВ. В зависимости от наличия тех или других видов спутниковых данных, есть разные возможности для оценки периода. «Классический» способ определения периода требует синхронных высокоточных измерений скорости и концентрации. Метод сдвига фаз между колебаниями разных сортов газов годится только для грубой оценки периода, и дает приемлемый результат в случае, если периоды близки к периоду Брента-Вяйсяля. Из рассмотренных способов определения периода удобнее всего использовать энергетический способ. Во-первых, для этого достаточно только масс-спектрометрических измерений концентраций или синхронных измерений общей плотности атмосферы и температуры. Во-вторых, зависимость отношения \bar{E}_G / \bar{E}_A от периода очень резкая, что позволяет оценивать его довольно точно.

- Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в ионосфере методом некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники. — 2005. — № 3. — С. 4—35.
- Григорьев Г. И. Акусто-гравитационные волны в атмосфере Земли // Изв. ВУЗов. Радиофизика. — 1999. — 42, № 1. — С. 3—25.
- Федоренко А. К. Спутниковые наблюдения среднемасштабных акусто-гравитационных волн над полярными шапками // Космічна наука і технологія. — 2008. — 14, № 5. — С. 65—73.
- Федоренко А. К. Відтворення характеристик атмосферних гравітаційних хвиль в полярних регіонах на основі мас-спектрометрических спутниковых вимірювань // Радіофізика і радіоастрономія. — 2009. — 14, № 3. — С. 254—265.
- Федоренко А. К. Энергетический баланс акусто-гравитационных волн над полярными шапками по данным спутниковых измерений // Геомагнетизм и аэрономия. — 2010. — 50, № 1. — С. 111—122.
- Carignan G. R., Block B. P., Maurer J. C., et al. The neutral mass Spectrometer on Dynamics Explorer // Space Sci. Instrum. — 1981. — 5. — P. 429.
- Dudis J. J., Reber C. A. Composition effects in thermospheric gravity waves // Geophys. Res. Lett. — 1976. — 3, N 12. — P. 727—730.

8. *Hunsucker R.* Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: a review // *Rev. Geophys. Space Phys.* — 1982. — **20**. — P. 293—315.
9. *Johnson F. S., Hanson W. B., Hodges R. R., et al.* Gravity waves near 300 km over the polar caps // *J. Geophys. Res.* — 1995. — **100**. — P. 23993—24002.
10. *Makhlouf U. R., Dewan E. A., Isler J., Tuan T. F.* On the importance of the purely gravitationally induced density, pressure and temperature variations in gravity waves: Their application to airglow observations // *J. Geophys. Res.* — 1990. — **95**. — P. 4103—4111.
11. *Spencer N. W., Wharton L. E., Niemann H. B., et al.* The Dynamics Explorer wind and temperature spectrometer // *Space Sci. Instruments*. — 1981. — **5**. — P. 417.
12. *Yeh K. S., Liu C. H.* Acoustic-gravity waves in the upper atmosphere // *Rev. Geophys. Space. Phys.* — 1974. — **12**. — P. 193—216.

Надійшла до редакції 05.08.10

A. K. Fedorenko

EVALUATION OF THE ACOUSTIC- GRAVITY WAVE PERIOD ON THE BASIS OF DIRECT SATELLITE MEASUREMENTS

The possibility of AGW period evaluation on the basis of single-point satellite measurements is analysed. Some amplitude and phase differences depending on wave spectral characteristics and environmental features are detected in variations of different atmospheric parameters which are caused by the AGW propagation. The comparison between the theoretical relationships linking different AGW parameters and their experimental behaviour enables us to estimate spectral characteristics of these waves, which is impossible from direct measurements. We present several methods for the estimation of the AGW period which are based on synchronous satellite measurements of different parameters. The periods of the waves observed from the DE2 satellite are calculated.

УДК 550.388

Т. Г. Живолуп

Інститут іоносфери Національної академії наук і Міністерства освіти і науки України, Харків

ВАРИАЦИИ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УРОВНЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЯ F1 ИОНОСФЕРЫ

Розроблено теоретичну модель іоносфери для інтервалу висот 100–200 км та отримано дані про варіації відносної концентрації іонів атомарного кисню. Розраховано профілі електронної концентрації та отримано залежності висоти максимуму шару F1 і параметрів межслою западини F1–F2 від рівня сонячної активності.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших задач теории и моделирования нижней части области F ионосферы, состоящей из различных ионов, является разработка таких моделей, которые адекватно отражают ее поведение при разных гелиогеофизических условиях. Особый интерес представляет поведение слоя F1 и межслоевой впадины F1–F2. Четкие представления о механизмах образования слоя F1 и межслоевой впадины F1–F2 необходимы для успешного прогнозирования состояния нижней части области F ионосферы, которая играет важную роль в распространении радиоволн. Однако теория слоя F1 разработана еще недостаточно, а моделирование поведения высоты слоя F1 сталкивается с отдельными трудностями [8]. Из работы [5] следует, что слой F1 должен формироваться в области ионизационно-рекомбинационного равновесия вблизи максимума скорости ионообразования, но полного представления о характере изменения высоты максимума слоя F1 не имеется. Поэтому создание надежной теоретической модели нижней части области F ионосферы и изучение поведения слоя F1 при разных гелиогеофизических условиях, особенно в зависимости от относительной концентра-

ции атомарного кислорода, представляет интерес как для фундаментальных исследований, так и для решения прикладных задач геофизики и распространения радиоволн.

В работах [1, 2] исследовалось поведение слоя F1 и высоты его максимума с помощью однопараметрического семейства кривых, параметром которого является относительный ионный состав, характеризующийся величиной

$$X = ([O^+]/n_e) \times ([O^+]/[M^+]),$$

где $[M^+]$ — сумма концентраций молекулярных ионов, что позволило получить в аналитическом виде условия возникновения на профиле $n_e(h)$ максимума или перегиба.

Целью данной работы является исследование вариаций относительной концентрации ионов атомарного кислорода в зависимости от уровня солнечной активности и их связи с высотой максимума слоя F1 и параметрами межслоевой впадины F1–F2 с помощью разработанной теоретической модели ионосферы для высот 100–200 км, которая включает основные ионно-обменные реакции.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИОНОСФЕРЫ ДЛЯ ИНТЕРВАЛА ВЫСОТ 100–200 КМ

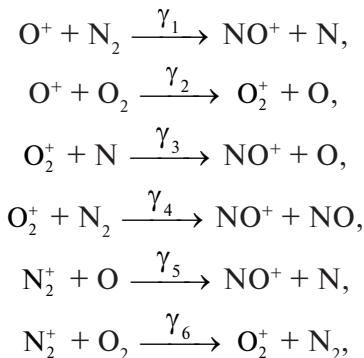
Разработанная теоретическая модель использует данные модели MSIS-86 для концентраций нейтральных частиц на высотах 100–200 км для кон-

крайнего дня и уровней солнечной и магнитной активности. Эти данные берутся как входные для вычисления высотного распределения нейтральных частиц. Предлагаемая модель также может использовать соотношения модели нейтральной атмосферы Яккия-71 [7].

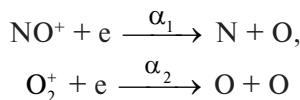
Модель включает основные ионно-обменные реакции и реакции диссоциативной рекомбинации и уточненные значения их скоростей, приведенные в работе [3]. Модель учитывает ионизацию нейтральной атмосферы солнечным излучением и определяет из условий ионизационно-рекомбинационного равновесия концентрацию электронов n_e и концентрации ионов NO^+ , O_2^+ , O^+ и N_2^+ .

Модель использует девятиинтервальный спектр коротковолнового солнечного излучения, приведенный в работе [9], и зависимость интенсивности коротковолнового излучения Солнца от значения индекса $F_{10.7}$ [4].

Обсуждаемая модель учитывает следующие основные ионно-обменные реакции:



и две реакции диссоциативной рекомбинации:



($\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5, \gamma_6, \alpha_1, \alpha_2$ — скорости реакций).

Система уравнений баланса ионизации в стационарном случае имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}0 &= q_1 - [\text{N}_2^+] \{\gamma_5[\text{O}] + \gamma_6[\text{O}_2]\}, \\ 0 &= q_2 - [\text{O}^+] \{\gamma_1[\text{N}_2] + \gamma_2[\text{O}_2]\}, \\ 0 &= q_3 - [\text{O}_2^+] \{\gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2]\} - \\ &- \alpha_2 [\text{O}_2^+] n_e + \gamma_2 [\text{O}_2][\text{O}^+] + \gamma_6 [\text{O}_2][\text{N}_2^+],\end{aligned}\quad (1)$$

$$\begin{aligned}0 &= [\text{O}_2^+] \{\gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2]\} - \alpha_1 [\text{NO}^+] n_e + \\ &+ \gamma_1 [\text{N}_2][\text{O}^+] + \gamma_5 [\text{O}][\text{N}_2^+], \\ n_e &= [\text{NO}^+] + [\text{O}_2^+] + [\text{N}_2^+] + [\text{O}^+].\end{aligned}$$

Скорости ионизации q_1, q_2, q_3 определяются путем ионизации N_2 , O , O_2 коротковолновым солнечным излучением (использовался спектр [9]).

Система уравнений баланса ионизации сводится к кубическому уравнению относительно n_e :

$$n_e^3 + bn_e^2 + cn_e + d = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned}b &= A_2 - A_3, \\ c &= -(A_2 A_3 + C_1 + C_2), \\ d &= -(A_1 C_2 + A_2 C_1), \\ A_1 &= \frac{\gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2]}{\alpha_1}, \\ A_2 &= \frac{\gamma_3[\text{N}] + \gamma_4[\text{N}_2]}{\alpha_2}, \\ A_3 &= [\text{O}^+] + [\text{N}_2^+], \\ C_1 &= \frac{\gamma_1[\text{N}_2][\text{O}^+] + \gamma_5[\text{O}][\text{N}_2^+]}{\alpha_1}, \\ C_2 &= \frac{\gamma_3[\text{N}] + \gamma_2[\text{O}_2][\text{O}^+] + \gamma_6[\text{O}_2][\text{N}_2^+]}{\alpha_2}.\end{aligned}$$

Заменяя в уравнении (2) n_e новым неизвестным y , связанным с n_e равенством $n_e = y - b/3$, его можно записать в более простом (каноническом) виде:

$$y^3 + py + q = 0, \quad (3)$$

где

$$p = -\frac{b^2}{3} + c,$$

$$q = \frac{2b^3}{27} - \frac{bc}{3} + d.$$

Число действительных корней кубического уравнения (3) зависит от знака величины Q :

$$Q = \left(\frac{p}{3}\right)^3 + \left(\frac{q}{2}\right)^2.$$

Поскольку оказалось, что $Q < 0$, то уравнение (3) имеет три действительных корня.

Так как коэффициенты p и q неполного кубического уравнения (3) действительны, то его корни могут быть выражены с помощью тригонометрических функций. В нашем случае $p < 0$ и $Q < 0$, тогда

$$y_1 = 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \frac{\alpha}{3},$$

$$y_{2,3} = -2\sqrt{\frac{p}{3}} \cos \left(\frac{\alpha}{3} \pm \frac{\pi}{3} \right),$$

где

$$\cos \alpha = -\frac{q}{2\sqrt{-\frac{p^3}{27}}}.$$

Корень y_1 уравнения (3) – положительный, в то время как корни $y_{2,3} < 0$.

Корни уравнения (2) находятся из соотношения

$$n_{e(1,2,3)} = y_{1,2,3} - \frac{b}{3}.$$

Так как уравнение (2) имеет только один положительный корень, то он и будет решением уравнения (2):

$$n_e = y_1 - \frac{b}{3}.$$

В результате решения уравнения (2) были рассчитаны модельные профили $n_e(h)$, а из системы уравнений (1) – высотные профили концентрации ионов O^+ , O_2^+ , NO^+ , N_2^+ в интервале высот 100–200 км для конкретных гелиогеофизических условий.

Таким образом, построенная теоретическая модель ионосферы для интервала высот 100–200 км позволяет рассчитывать высотный ход электронной концентрации и концентрации ионов O^+ , O_2^+ , NO^+ , N_2^+ и исследовать поведение слоя F1 и межслоевой впадины F1–F2 в зависимости от гелиогеофизических условий.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РАЗРАБОТАННОЙ МОДЕЛИ С МЕЖДУНАРОДНОЙ СПРАВОЧНОЙ МОДЕЛЬЮ

Данные ракетных измерений относительного ионного содержания, представленные в Международной справочной модели ионосферы IRI-2001 [6], представляют интерес как для уточне-

ния существующих эмпирических моделей (их относительная погрешность составляет всего 5–10 % [2]), так и для развития теории области F1 ионосферы, а также служат эталоном для проверки разработанных теоретических моделей ионосферы.

Для сравнения разработанной теоретической модели ионосферы с международной справочной моделью ионосферы IRI-2001 были выбраны конкретные дни 2001 г., относящиеся к весеннему и осеннему равноденствиям, а также к летнему и зимнему солнцестояниям: 22 марта (индекс солнечной активности $F_{10.7} = 145$), 22 сентября ($F_{10.7} = 132$), 22 июня ($F_{10.7} = 135$) и 22 декабря ($F_{10.7} = 127$). Сравнение было проведено для относительного содержания ионов атомарного кислорода O^+ в интервале высот 100–200 км (были взяты данные эмпирической модели относительного ионного содержания Данилова, входящей в модель IRI-2001).

Расчетные высотные профили относительной концентрации ионов O^+ были сопоставлены с высотными профилями $[O^+]/n_e$ Международной справочной модели ионосферы IRI-2001.

На рис. 1 показано сравнение расчетных высотных профилей $([O^+]/n_e)(h)$ с аналогичными, полученными из Международной справочной модели ионосферы IRI-2001. Как видно, для 22 марта расчетный и экспериментальный профили расходятся на 1–3 % в интервале высот 140–200 км и практически совпадают в интервале высот 100–130 км. Для 22 июня наблюдается расхождение расчетного и модельного профилей $([O^+]/n_e)(h)$ на 1–2 % в интервале высот 100–160 км и на 1–4 % – в интервале высот 170–200 км. Для 22 сентября наблюдается расхождение расчетного и модельного профилей на 1–2 % в интервале высот 100–150 км и на 1–4 % – в интервале высот 160–200 км. Для 22 декабря расхождение расчетного и модельного профилей $([O^+]/n_e)(h)$ составляет 1–2 % на высотах 100–150 км и на 1–7 % – в интервале высот 160–200 км.

Таким образом, экспериментальные высотные профили относительной концентрации ионов O^+ Международной справочной модели ионосферы IRI-2001 хорошо согласуются с теорети-

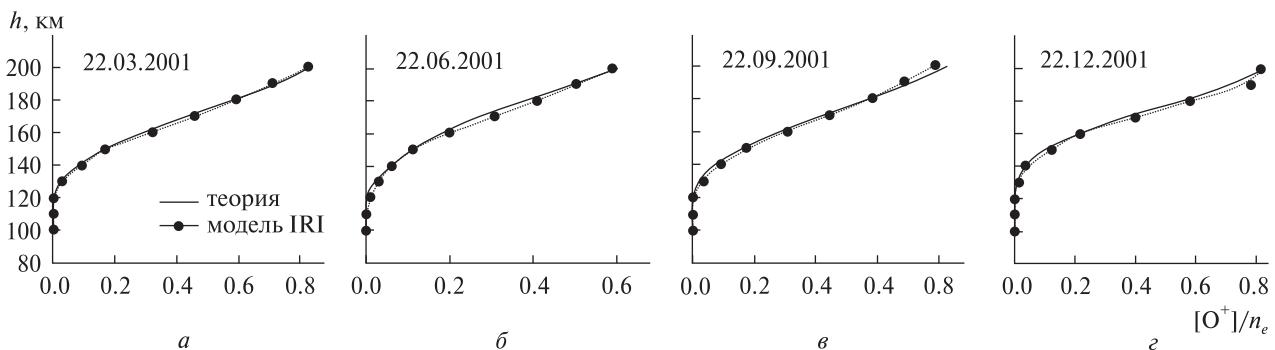


Рис. 1. Сравнение высотного профиля ($[O^+]/n_e(h)$), рассчитанного по разработанной теоретической модели (сплошная линия), и профиля относительного содержания иона атомарного кислорода Международной справочной модели ионосферы IRI-2001 (точки) для разных сезонов

ческими для 22 марта, 22 июня, 22 сентября и 22 декабря в области высот 100–200 км. В интервале высот 100–200 км расхождение модельных и теоретических профилей для 22 марта, 22 июня и 22 сентября не превышает 4 %, а для 22 декабря — не превышает 7 %.

Результаты сравнения модельных и теоретических высотных профилей O^+/n_e свидетельствуют о высоких точностных характеристиках разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот 100–200 км, так как относительная погрешность определения относительной концентрации иона атомарного кислорода в основном не превышает 4–7 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Были проведены расчеты относительной концентрации ионов атомарного кислорода в нижней части области F ионосферы в зависимости от уровня солнечной активности с использованием разработанной теоретической модели.

Для исследования влияния солнечной активности на поведение относительной концентрации ионов атомарного кислорода был выбран период летнего солнцестояния и уровни солнечной активности $F_{10.7} = 70, 100, 140, 170$ и 200 . Исследования были проведены для высот 140, 150, 160, 170, 180, 190 и 200 км.

Теоретические расчеты показали, что при увеличении уровня солнечной активности относительная концентрация ионов атомарного кислорода увеличивается на всех выбранных высотах.

Так, на высоте 140 км при возрастании уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 140 относительная концентрация ионов атомарного кислорода увеличилась в 2.03 раза, на высоте 150 км — в 1.92 раза, на высоте 160 км — в 1.77 раза, на высоте 170 км — в 1.63 раза, на высоте 180 км — в 1.50 раза, на высоте 190 км — в 1.37 раза, на высоте 200 км — в 1.25 раза (см. рис. 2). Видно, что при увеличении уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 140 увеличение относительной концентрации ионов атомарного кислорода замедляется с увеличением высоты. При увеличении уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 140 до 200 относительная концентрация ионов атомарного кислорода также увеличивается на всех выбранных высотах. Так, на высоте 140 км относительная концентрация ионов атомарного кислорода увеличилась в 1.2 раза, на высоте 150 км — в 1.18 раза, на высоте 160 км — в 1.15 раза, на высоте 170 км — в 1.11 раза, на высоте 180 км — в 1.08 раза, на высоте 190 км — в 1.05 раза, на высоте 200 км — в 1.01 раза (рис. 2). Как видно из приведенных значений, при увеличении уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 140 до 200 увеличение относительной концентрации ионов атомарного кислорода также замедляется с увеличением высоты.

Таким образом, увеличение относительной концентрации иона атомарного кислорода на высотах 140–200 км более существенное при увеличении уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 140.

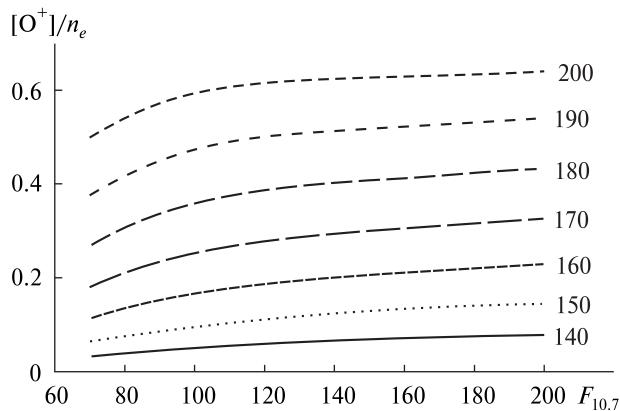


Рис. 2. Изменение относительной концентрации иона атомарного кислорода на высотах 140, 150, 160, 170, 180, 190 и 200 км с увеличением индекса солнечной активности $F_{10.7}$

Для исследования влияния солнечной активности на формирование слоя F1, поведение высоты его максимума, а также на параметры межслоевой впадины F1–F2 были проведены расчеты высотных профилей электронной концентрации.

Как видно из рис. 3, при увеличении солнечной активности увеличивается высота максимума слоя F1. При увеличении индекса солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 130 высота максимума слоя F1 увеличивается от 144 до 161 км (на 17 км). Зависимость высоты максимума слоя F1 от индекса $F_{10.7}$ близка к линейной при изменении индекса $F_{10.7}$ от 70 до 130.

При дальнейшем увеличении индекса солнечной активности $F_{10.7}$ наблюдается медленный рост высоты максимума слоя F1. Так при изменении индекса солнечной активности $F_{10.7}$ от 140 до 200 высота максимума слоя F1 увеличивается от 165 до 167 км (на 2 км).

Расчеты показали, что при увеличении индекса солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 130 высота минимума межслоевой впадины F1–F2 $h_v F1$ (рис. 4) и ее ширина D (рис. 5) быстро уменьшаются. Как видно, зависимости $h_v F1(F_{10.7})$ и $D(F_{10.7})$ близки к линейным.

Таким образом, на высотах 140–200 км более существенное и быстрое увеличение относительной концентрации иона атомарного

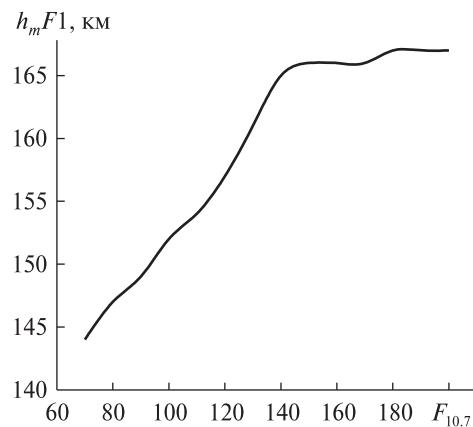


Рис. 3. Изменение высоты максимума слоя F1 с увеличением солнечной активности

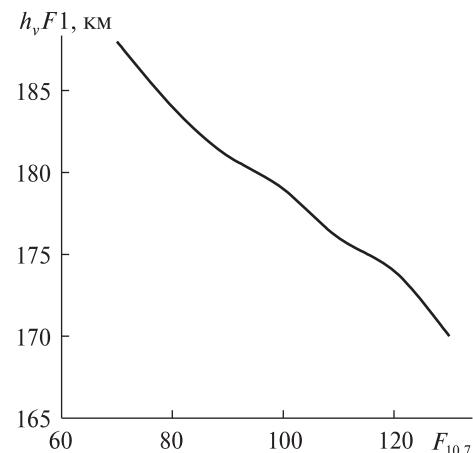


Рис. 4. Изменение высоты минимума межслоевой впадины F1–F2 с увеличением солнечной активности

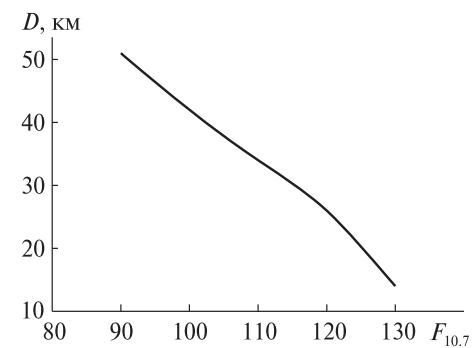


Рис. 5. Изменение ширины межслоевой впадины F1–F2 с увеличением солнечной активности

кислорода наблюдается при увеличении уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 140, что приводит к быстрому увеличению высоты максимума слоя F1 и к быстрому уменьшению высоты минимума и ширины межслоевой впадины F1–F2.

ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные исследования влияния солнечной активности на поведение относительной концентрации иона атомарного кислорода в нижней части области F ионосферы и на формирование и поведение параметров слоя F1 ионосферы показали, что при увеличении солнечной активности увеличивается относительная концентрация ионов атомарного кислорода, что приводит к увеличению высоты максимума слоя F1. Особенно быстрое увеличение высоты максимума слоя F1 наблюдается при наиболее быстром увеличении относительной концентрации ионов атомарного кислорода, что происходит при увеличении индекса солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 130. При этом зависимость высоты максимума слоя F1 от индекса $F_{10.7}$ близка к линейной.

При дальнейшем увеличении индекса солнечной активности $F_{10.7}$ наблюдается медленное увеличение относительной концентрации ионов атомарного кислорода. При этом и высота максимума слоя F1 слабо увеличивается. Поэтому следует отметить, что более быстрое увеличение высоты максимума слоя F1 наблюдается тогда, когда происходит наиболее быстрое увеличение относительной концентрации ионов атомарного кислорода, и при этом зависимость высоты максимума слоя F1 от индекса $F_{10.7}$ близка к линейной.

При наиболее быстром увеличении относительной концентрации ионов атомарного кислорода высота минимума межслоевой впадины F1–F2 и ее ширина также быстро уменьшаются. Оказалось, что зависимости $h_v F1(F_{10.7})$ и $D(F_{10.7})$ близки к линейным.

Таким образом, с помощью разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот 100–200 км установлено, что более существенное и быстрое увеличение относительной концентрации иона атомарного кислорода,

которое наблюдается на высотах 140–200 км при увеличении уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 140, приводит к быстрому увеличению высоты максимума слоя F1 и к быстрому уменьшению высоты минимума и ширины межслоевой впадины F1–F2.

ВЫВОДЫ

1. Разработана теоретическая модель ионосферы для интервала высот 100–200 км, которая позволяет рассчитывать высотное распределение электронной концентрации и относительной концентрации атомарного кислорода в интервале высот 100–200 км и исследовать поведение слоя F1 и межслоевой впадины F1–F2 в зависимости от гелиогеофизических условий.

2. Результаты сравнения эмпирической модели IRI-2001 и теоретических высотных профилей $[O^+]/n_e$ свидетельствуют о высоких точностных характеристиках разработанной теоретической модели ионосферы для интервала высот 100–200 км, так как относительная погрешность определения относительной концентрации иона атомарного кислорода не превышает 4–7 %.

3. При увеличении уровня солнечной активности на высотах 140–200 км относительная концентрация ионов атомарного кислорода увеличивается, что приводит к увеличению высоты максимума слоя F1 и к уменьшению высоты минимума и ширины межслоевой впадины F1–F2, причем более существенное и быстрое увеличение относительной концентрации ионов атомарного кислорода наблюдается при увеличении уровня солнечной активности $F_{10.7}$ от 70 до 140, что приводит к быстрому увеличению высоты максимума слоя F1 и к быстрому уменьшению высоты минимума и ширины межслоевой впадины F1–F2.

Автор благодарен доктору физ.-мат. наук, профессору Л. Ф. Черногору за обсуждение результатов работы.

1. Антонова Л. А., Иванов-Холодный Г. С. Слой F1. Условия появления и высота // Геомагнетизм и аэрономия. — 1988. — 28, № 6. — С. 940–944.
2. Антонова Л. А., Иванов-Холодный Г. С. Солнечная активность и ионосфера (на высотах 100–200 км). — М.: Наука, 1989. — 168 с.

3. Антонова Л. А., Иванов-Холодный Г. С., Чертопруд В. Е. Аэрономия слоя Е (учет вариаций УФ-излучения Солнца и геомагнитных возмущений). — М.: Янус, 1996. — 168 с.
4. Иванов-Холодный Г. С., Фирсов В. В. Спектр коротковолнового излучения Солнца при различных уровнях активности // Геомагнетизм и аэрономия. — 1974. — 14, № 3. — С. 393—398.
5. Поляков В. М., Щепкин Л. Ф., Казимировский Э. С., Коуров В. Д. Ионосферные процессы. — Новосибирск: Наука, 1968. — 536 с.
6. Bilitza D. International Reference Ionosphere 2000 // Radio Sci. — 2001. — 36, N 2. — P. 261—275.
7. Jacchia L. G. Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles // Spec. Rep. N 332. Smithson. Astrophys. Observ., Cambridge, Mass. — 1971.
8. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. — Cambridge atmospheric and space science series, 2000. — 555 p.
9. Stubbe P. The thermosphere and the F-region: a reconciliation of theory with observations // Ionospheric Research Sci. Penn. State University. — 1973. — Rep. N 418. — 156 p.

Надійшла до редакції 16.07.10

T. G. Zhivolup

VARIATIONS OF RELATIVE CONCENTRATION
OF ATOMIC OXYGEN IONS IN ACCORDANCE
WITH THE SOLAR ACTIVITY LEVEL
AND THEIR IMPACT ON THE FORMATION
OF THE IONOSPHERE F1-LAYER

A theoretical model of the ionosphere for a height interval from 100 to 200 km is developed and some information on variations of relative concentration of atomic oxygen ions are derived. Electronic concentration height profiles are calculated and dependences of F1-layer maximum height and parameters of interlayer valley F1—F2 on the solar activity level are obtained.

УДК 523.98

А. Н. Кришталь, С. В. Герасименко, А. Д. Войцеховская

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України, Київ

КВАЗИБЕРНШТЕЙНОВСКИЕ МОДЫ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА: ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Генерацію другої гармоніки у процесі розвитку відповідної нестійкості досліджено для випадку чисто електронних нахилених бернштейнівських мод, модифікованих врахуванням кулонівських зіткнень та наявністю слабкого великокамасштабного електричного поля у післяспалаховій петлі. Такі моди пропонується називати «квазібернштейнівськими». Розрахунки проводилися за припущення, що головні характеристики магнітоактивної плазми в основі петельної структури на ділянці, що відповідає нижньо-середній хромосфері активної області, визначаються за допомогою напівемпіричної моделі сонячної атмосфери Фонтенлі — Аврета — Льозера (FAL). Показано, що використання цієї моделі замість моделей атмосфери, що використовувалися раніше, а саме моделей Мачало — Аврета — Вернаци — Нойеса (MAVN) та Вернаци — Аврета — Льозера (VAL) призводить до помітних змін порогових значень нестійкості за амплітудою субдрейсерівського електричного поля та граничних значень довжини хвилі збурення. Випромінювання в сантиметрово-міліметровому діапазоні може виникнути за сприятливих умов внаслідок злиття двох квазібернштейнівських гармонік з утворенням електромагнітної хвилі

ВВЕДЕНИЕ

Всплески микроволнового излучения в сантиметрово-миллиметровом диапазоне регулярно фиксировались на протяжении двух последних десятилетий и продолжают фиксироваться в настоящее время в атмосфере активных областей на Солнце. Эти явления были описаны и подробно изучены как в рамках узкоспециальных исследований [8, 10, 15, 14, 17, 24], так и в рамках широкомасштабных международных программ наблюдений, таких как SOHO, TRACE, RHESSI, и ряде других [16, 19, 22, 26]. Подавляющее большинство их по очевидным причинам фиксировалось после импульсной фазы вспышечного процесса [3, 4, 7, 8, 19, 26]. Интересно то, что существует довольно значительное число наблюдений всплесков микроволнового излучения в «предвспышечной» атмосфере АО, т. е. до наступления импульсной фазы [2, 15, 17, 22, 26].

Основные сложности получения подобного рода наблюдений хорошо известны. Во-первых, временной интервал изучения предвспышечного состояния плазмы солнечной атмосферы ограничен современными возможностями непрерывного наблюдения одной АО, и составляет промежуток не более часа [12, 19, 26]. Во-вторых, процесс формирования комплексной непотенциальной структуры магнитного поля в атмосфере АО [5, 11, 16], не всегда приводит к вспышкам [5, 7, 23, 26]. Иными словами, мы заранее не можем знать, являются ли именно «предвспышечными» зафиксированные всплески микроволнового излучения. Поэтому совершенно естественным выглядит тот факт, что данные по таким всплескам были получены случайным образом, хотя и целенаправленные поиски в рамках изучения так называемых «предвестников» вспышки в АО также проводились [16, 19, 26]. Правда, в основном это были стандартные «предсказания задним числом», и единственным надежным предвестником вспышки в АО была признана активация волокна, что и до того было

хорошо известно [19, 26]. Поэтому особую ценность имеют те наблюдения всплесков, которые были получены при плановом исследовании конкретной активной области, в которой вспышка произошла во время наблюдения. Так, на рис. 1 из работы [17] представлена сделанная на радиочастотах 1.47, 3.0 и 9.5 ГГц запись импульсов электромагнитного излучения из АО в течение последних тридцати минут перед мощной протонной вспышкой 9 июля 1982 года. В нижней части рисунка приведены данные, полученные GOES и SMM в рентгеновском диапазоне. Особое внимание было уделено наличию трех четко выраженных импульсов, зафиксированных в течение последних 10 мин перед началом импульсной фазы на частоте 0.755 ГГц. Третий импульс оказался достаточно мощным и был зафиксирован цюрихским радиоспектрографом в качестве отдельного всплеска. Отметим, что электронным циклотронным частотам 1.47, 3.0, 9.5 и 0.755 ГГц соответствуют напряженности внешнего магнитного поля (им может быть магнитное поле петли в аркаде в АО) 8.34, 17.06, 54.02 и 4.29 мТл. Как видно, ни одно из этих значений напряженности не относится к диапазону «килогауссовых» (по терминологии С. Шоланки [27]) полей, а первое и последнее из них могут быть отнесены по той же терминологии к «спутанным» полям нижнесредней хромосферы [27]. На рис. 2 из работы [2] представлена запись интенсивности излучения вспышки M8.2, зарегистрированной 10.04.2002 г. в ходе наблюдений активной области NOAA 9893 на радиотелескопе РТ-2 на длине волн 3.4 мм. Вспышка началась в 12:27:30 UT, а запись — в 12:23:00 UT. Таким образом, в течение первых четырех с половиной минут регистрировалась предвспышечная фаза. Значения интенсивности на этой стадии относительно низки по сравнению со средними значениями на фоне спада. Аналогичная картина наблюдалась во вспышке M6.1 в активной области NOAA 808 12.09.2005 г. [15]. И в том, и в другом случае [2, 15] запись вспышечного излучения велась на частоте 84 ГГц. Значения электронной циклотронной частоты свидетельствуют о наличии именно «килогауссовых» полей в исследованных частях NOAA 9893 и NOAA 808,

а также о структуре магнитных полей в средней и нижнесредней хромосфере, существенно отличающейся от вышеупомянутого «спутанного» варианта [27].

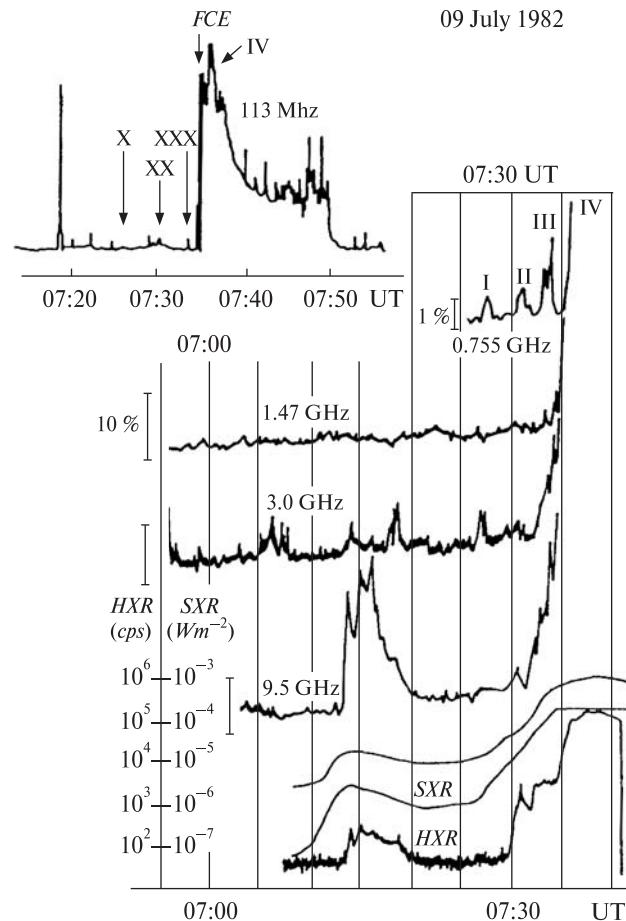


Рис. 1. Предвспышечное излучение на разных радиочастотах перед мощной протонной вспышкой 9 июля 1982 г.

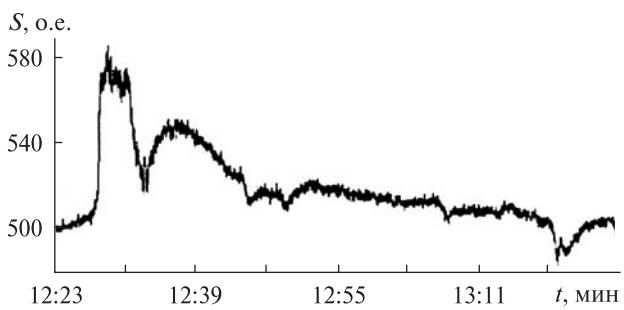


Рис. 2. Выраженная в относительных единицах интенсивность излучения вспышки M8.2. Начало записи в 12:23UT

О ВОЗМОЖНЫХ МЕХАНИЗМАХ ФОРМИРОВАНИЯ ВСПЛЕСКОВ

Теоретический анализ, уже достаточно давно проведенный рядом авторов (см. [6]) указывал на возможность регистрации отдельных циклотронных линий на гармониках электронной гироизменности в атмосфере солнечной активной области, что впоследствии и было подтверждено наблюдениями [3, 26, 29]. При этом формирование циклотронных особенностей в тонкой структуре спектра излучения АО «может происходить в источниках с различными типами распределений кинетической температуры и магнитного поля в короне» [3], а именно: в нейтральных токовых слоях, в силовой трубке магнитного поля, заполненной «горячими» электронами, в горячих рентгеновских ядрах, ответственных за так называемые элементарные вспышечные всплески и т. д. В работе [6] было показано, что наличие в петле потока высокозэнергичных релятивистических электронов может привести к развитию циклотронной неустойчивости на бернштейновских гармониках и к генерации мод Бернштейна. В настоящее время наиболее распространенной является точка зрения, согласно которой интенсивное излучение сантиметрово-миллиметрового диапазона от солнечных вспышек генерируется гиросинхротронным излучением нетепловых электронов, которое очень чувствительно к изменениям магнитного поля в радиоисточнике [2, 6, 7, 10, 16, 19, 26]. Причиной пульсаций (всплесков) микроволнового излучения с периодами $T \approx 1-20$ с, скорее всего, являются осцилляции магнитного поля, которые модулируют эффективность гиросинхротронного излучения или сам процесс ускорения электронов [7]. Теоретический анализ возможных колебательных мод показывает, что радиальные быстрые магнитозвуковые колебания (БМЗ) магнитной трубы с плотностью плазмы, существенно более высокой, чем окружающая среда, наиболее полно удовлетворяют наблюдаемым свойствам и периодам обнаруженных пульсаций.

При всем многообразии моделей и механизмов всегда есть тесная связь между определенной динамикой вспышечного процесса в петельных

структурках АО и конкретным механизмом генерации всплесков микроволнового излучения. Так, в подавляющем большинстве случаев динамика процесса определяется на основании модели вспышки Хейвартса — Присты — Раста [23], когда вспышечный процесс развивается в результате нарастающего взаимодействия магнитных потоков, — старого, уже имеющегося в аркаде, и нового, всплывающего из-под фотосферы [11, 23]. При этом авторы модели ХПР [23] выделяют во вспышечном процессе три фазы: 1) фаза предварительного нагрева, когда «предвспышечная еще» плазма нагревается турбулентностью, в которую переходит бунемановская неустойчивость, возникающая при потоковой скорости u и электронов относительно ионов, превышающей тепловую электронную скорость v_{te} ; 2) импульсная фаза; 3) фаза спада. Микроволновое излучение фиксируется в основном на фазе спада, гораздо реже — на импульсной фазе и крайне редко — на фазе «предварительного нагрева» [3, 4, 7, 8, 10, 14, 15, 19, 22, 26]. Такая своеобразная «привязка» сантиметрово-миллиметрового излучения к двум последним фазам вспышечного процесса наряду с необходимостью наличия в петлях пучков высокозэнергичных частиц, а также наличия компактного источника излучения с плотной и «горячей» ($T \geq 1$ МК) плазмой в вершине петли [3, 7, 26], а также образования там же области первичного энерговыделения вспышки [7, 14] — это обязательный набор элементов практических всех моделей вспышечного процесса и механизмов микроволнового излучения.

Между тем, в работах [9, 24] было показано, что необходимые условия для генерации первых двух бернштейновских (точнее «квазибернштейновских») гармоник вблизи соответствующих электронных циклотронных частот выполняются в плотной и холодной плазме в основаниях петель, практически при отсутствии там пучков высокозэнергичных частиц и задолго до наступления фазы предварительного нагрева, т. е. без единого элемента вышеупомянутого «обязательного набора». Это возможно только благодаря наличию на участке петли, соответствующем нижнесредней хромосфере, «килогауссовых» магнитных полей [27] и слабого крупномасш-

табного электрического поля, получившего название субдрайсеровского [26]. Отношение ε_R его амплитуды E_0 к амплитуде E_D локального дрейсеровского поля мало:

$$\varepsilon_R \equiv \frac{E_0}{E_D} = \frac{u}{v_{Te}} = \frac{eE_0}{m_e v_{Te} v_{ei}} \ll 1, \quad (1)$$

а доля «убежавших электронов» [1], находящихся в процессе постоянного ускорения квазистатическим электрическим полем E_0 , чрезвычайно низка. В выражении (1) e и m_e — заряд и масса электрона, а v_{ei} — частота электрон-ионных столкновений [1, 13]. Таким образом, предельно упрощая картину процесса, можно сказать, что субдрайсеровское поле E_0 «раскачивает» неустойчивость 2-й квазибернштейновской гармоники, а затухание Ландау и парные кулоновские столкновения [1] пытаются ее погасить. Именно благодаря такому достаточно «тонкому» балансу этих трех факторов данная гармоника может генерироваться, по крайней мере на протяжении линейной стадии развития возмущения. Для волны с высокой добротностью, т. е. очень малым значением отношения инкремента к основной частоте, время развития неустойчивости может быть достаточно большим. Кстати, данная волна и является квазибернштейновской, а не просто бернштейновской, благодаря наличию малой продольной (вдоль магнитного поля \mathbf{B}_0) составляющей возмущения $k_z \neq 0$, которая приводит к появлению затухания Ландау, а также благодаря учету кулоновских столкновений $v_{ei} \neq 0$. Генерация такой волны с частотой вблизи 2-й электронной циклотронной гармоники, причем генерация «в такое время и в таком месте», может иметь самые различные физические последствия для процессов в предвспышечной плазме петли [7, 9, 12, 16, 29]. Наиболее важными из них являются, на наш взгляд, принципиальная возможность развития бернштейновской неустойчивости в бернштейновскую турбулентность и принципиальная возможность возникновения высокочастотного электромагнитного излучения в результате трехволнового взаимодействия. Последняя возможность была исследована на качественном уровне Уиллисом и Робинсоном [29]. Конечно, на данном этапе

исследований еще тяжело сказать, каким именно образом электромагнитная волна ЭВ, возникшая в результате слияния двух бернштейновских (в данном случае квазибернштейновских) гармоник B_1 и B_2 [29]

$$B_1 + B_2 \Rightarrow \text{ЭВ} \quad (2)$$

может трансформироваться во всплески микроволнового излучения. Очевидно, что для этого необходимо выполнение целого ряда дополнительных условий [1, 26, 29]. Ясно только, что без появления гармоник B_1 и B_2 (Уиллис и Робинсон [29] считают, что вероятность процесса слияния мод максимальна, когда B_1 и B_2 есть одна и та же гармоника) и без процесса (2) никаких всплесков точно не будет. То же самое можно сказать о перспективах развития неустойчивости в турбулентность. Особый интерес к генерации именно второй квазибернштейновской гармоники связан с тем, что среди нескольких исследованных типов плазменных волн [9] в предвспышечной атмосфере АО именно эта гармоника обладает самым низким порогом неустойчивости по амплитуде субдрайсеровского поля. Это означает возможность самой ранней по времени реализации процесса (2) и появления всплесков, а также принципиальную возможность развития неустойчивости (и соответственно генерации) других плазменных волн, с более высоким порогом, на фоне уже развитой бернштейновской турбулентности. И то, и другое представляется чрезвычайно важным для решения таких проблем, как краткосрочный прогноз вспышки и появление области первичного энерговыделения в нижне-средней хромосфере.

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ И ИНКРЕМЕНТ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ

Наиболее известными и разработанными в настоящее время являются полуэмпирические модели солнечной атмосферы MAVN (Machado — Avrett — Vernazza — Noyes), VAL (Vernazza — Avrett — Loeser) и FAL (Fontenla — Avrett — Loeser) [25, 28, 20]. Основной идеей, используемой при их построении, является сравнение двух профи-

лей линий некоторых химических элементов — наблюдаемого и теоретически рассчитанного. Последний получается при численном решении полной системы уравнений, описывающей в основном процессы обмена энергией между фотосферой и короной (перенос излучения, теплопроводность, потоки высокогенергичных частиц и т. д.). Сравнение производится с помощью линий H_{α} и H_{β} водородных серий в моделях MAVN [25] и VAL [28]. В модели FAL [20] к ним добавлены линии гелия, т. е. в ней учтен процесс диффузии этого элемента в солнечной атмосфере. Одним из основных результатов является полученный набор значений плотности и температуры плазмы на определенной высоте над уровнем фотосферы. К сожалению, во всех моделях отсутствуют значения напряженности магнитного поля в петлях как функция высоты. Тем самым можно считать, что каждая из перечисленных моделей атмосферы [20, 25, 28] дает нам определенное уравнение состояния плазмы, заданное в параметрическом виде, где параметром является высота h над уровнем фотосферы. Используя эти термины, с той же степенью строгости можно считать, что модель FAL [20] дает такое «уравнение состояния» плазмы, в котором учитывается процесс диффузии гелия. Таким образом, расчет инкремента второй гармоники, выполненный с использованием значений плотности и температуры плазмы из модели FAL, может дать информацию о влиянии диффузии гелия на процесс развития неустойчивости квазибернштейновской волны. Основанием для такого предположения являются результаты расчетов, проведенных в работах [9, 24] с использованием моделей MAVN [25] и VAL [28] для предвспышечной плазмы в петле на уровне нижне-средней хромосферы в интервале высот

$$600 \leq h \leq 1500 \text{ км.} \quad (3)$$

Выражение для инкремента второй гармоники, впервые полученное в работе [24], оказалось весьма чувствительным к относительно небольшим изменениям значений плотности и температуры плазмы. Поэтому были все основания ожидать подобного эффекта и при переходе от уравнений состояния MAVN [25] и VAL [28] к

уравнению состояния FAL [20], хотя формально, как это видно из приведенной ниже табл. 1, в интервале (3) значения основных характеристик плазмы для близких значений высот (у моделей MAVN и FAL «разметки» по высоте не совпадают) являются величинами одного порядка. При расчетах предполагалось, что изменение напряженности магнитного поля \mathbf{B}_0 с высотой происходит намного медленнее, чем изменения температуры и плотности плазмы.

Обозначения F1 после типа модели атмосферы FAL означают привязку к соответствующей (по высотам) модели MAVN F1; 1 или 2 в скобках обозначают нижнюю (в данном случае для $h = 650$ км) и верхнюю (для $h = 700$ км) границы интервала высот в «окрестности» $h = 650$ км у MAVN; индексы A и R обозначают модификации модели FAL. У модели A температура плазмы и ее плотность на одной и той же высоте наименьшие из четырех возможных вариантов [20], а у модели R — наибольшие. Для учета парных кулоновских столкновений заряженных частиц в работе использовался модельный интеграл Батнагара — Гросса — Крука (БГК) [1], в котором, как и в [9], стандартная частота v_{ei} электрон-ионных столкновений [13] для полностью ионизованной плазмы была заменена эффективной частотой столкновений v_{ei}^* электронов и ионов в случае высокочастотных ленгмюровских колебаний [1]. Такая замена допускается для умеренно-разреженной плазмы при наличии «килогауссовых» внешних магнитных полей \mathbf{B}_0 [1, 13, 27] в исследуемом интервале высот, так как из приведенных в таблице значений видно, что отношение плазменной ω_p и циклотронной Ω_e частот мало отличается от единицы:

$$\omega_* \equiv \frac{\omega_p}{\Omega_e} = O(1). \quad (4)$$

Нижняя граница интервала высот $h = 650$ км выбиралась, исходя из требования выполнения условия

$$v_{ii}, v_{ei}, v_{ee} \gg v_{0e}, v_{0i}, \quad (5)$$

где в правой части неравенства стоят частоты столкновений заряженных частиц с нейтралами, а в левой — частоты столкновений заряженных частиц между собой [1]. Учитывая достаточно

простую связь между выражениями для v_{ee} , v_{ii} и v_{ei} , суммарный вклад столкновений всех заряженных частиц между собой можно учитывать, как это делалось ранее в [9, 24], на феноменологическом уровне, вводя множитель (фактически свободный параметр) σ , полагая, что его наименьшее значение $\sigma = 1$ соответствует чисто гипотетической ситуации, наиболее благоприятной для развития неустойчивости. При этом верхняя граница (здесь $\sigma = 5$) определялась из условия полного подавления неустойчивости столкновениями. Что же касается верхней границы исследуемого интервала высот, то она определялась из требования выполнения условия [1]

$$\varepsilon_R \equiv \frac{u}{v_{Te}} \leq (\varepsilon_R)_{np}. \quad (6)$$

В данной работе предполагалось $(\varepsilon_R)_{np} = 0.2$. При нарушении условия (6) процент «убежавших» электронов становится слишком высоким, и уже невозможно пренебречь их влиянием на процесс развития неустойчивости.

Выражение для инкремента развития неустойчивости второй гармоники квазибернштейновских мод впервые было получено в работе [24] для интеграла БГК [1] со стандартной частотой электронно-ионных столкновений v_{ei} . В работе [9] уже использовалось выражение для инкремента с эффективной частотой v_{ei}^* в интеграле БГК при исследовании устойчивости второй гармоники в предвспышечной атмосфере АО с уравнениями состояния MAVN [25] и VAL [28]. Выражение для инкремента было получено стандартным методом выделения резонансного

члена [1, 6, 13] в точном дисперсионном уравнении для бернштейновских мод [13]. Физические приближения и ограничения, использовавшиеся при этом выводе, были таковы, что поправки, вносимые в закон дисперсии второй гармоники

$$\omega'^2 = 4\Omega_e^2(1 + \tau) \quad (7)$$

учетом членов с $v_{ei} \neq 0$, $\varepsilon_R \neq 0$ и $k_z \neq 0$, имели порядок малости более высокий, чем поправки в выражении для инкремента. Здесь ω' — «смещенная» частота [1]:

$$\omega' \equiv \omega - k_z u_e \equiv \omega - k_z \varepsilon_R v_{Te}, \quad (8)$$

k_z — продольная составляющая волнового вектора возмущения \mathbf{k} , т. е. $|\mathbf{k}|^2 = k_z^2 + k_\perp^2$, а величина τ определяется соотношением

$$\tau = \frac{z_e \omega_*^2}{4 \exp(z_e)}, \quad (9)$$

где z_e — электронный параметр кинетичности [1, 9, 13, 24]:

$$z_e = \frac{k_\perp^2 v_{Te}^2}{\Omega_e^2},$$

k_\perp — поперечная составляющая волнового вектора. Использованные физические приближения были продиктованы как результатами наблюдений [3, 5, 7, 8, 10—12, 19, 21, 26], так и выбором исследуемой области [7, 11, 12, 16, 19, 20]. Наиболее важными из них являются следующие.

1. Адиабатическое приближение для амплитуды электрического поля $\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0(t)$: предполагается, что за время развития неустойчивости $\tau_{\text{нет}} \approx \frac{1}{\gamma}$ (здесь γ — инкремент) амплитуда $|\mathbf{E}_0(t)|$

Таблица 1. Значения основных физических параметров плазмы на участке токового контура петли, соответствующем нижне-средней хромосфере АО

Модель атмосферы	$n_e, 10^{11} \text{ см}^{-3}$	$T_e = T_i, \text{ К}$	$B_0, \text{ мТл}$	$h, \text{ км}$	$\omega_{pe}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$\Omega_e, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$v_{ei}^*, 10^7 \text{ с}^{-1}$
MAVN	3.58	5620	321	675	3.37	5.64	3.29
FAL F1(1) _p	2.50	5220	321	650	2.81	5.64	2.56
FAL F1(2) _p	3.02	5480	321	700	3.10	5.64	2.89
FAL F1(1) _A	0.714	4390	321	650	1.51	5.64	0.95
FAL F1(2) _A	0.468	4510	321	700	1.22	5.64	0.60
VAL E	1.05	6500	145	1380	1.78	2.56	0.78
FAL E(1) _p	4.79	7420	145	1380	3.80	2.56	1.23
FAL E(2) _A	0.31	6150	145	1375	0.97	2.56	0.09

изменяется настолько незначительно, что в расчетах ее можно считать постоянной.

2. Длинноволновое приближение [1, 13]:

$$z_e \ll 1. \quad (11)$$

3. Квазипоперечность волновых возмущений [1]:

$$k_* \equiv k_z / k_{\perp} \ll 1. \quad (12)$$

4. Приближение «разреженной» плазмы [13]:

$$\frac{m_e}{m_i} \ll \beta = \frac{8\pi n k_B T}{B_0^2} \ll 1 \quad (13)$$

(здесь $n = n_e = n_i$, $T = T_e = T_i$, m_i — масса однозарядного иона, k_B — постоянная Больцмана, β — стандартное «плазменное бета»).

5. Приближение слабого субдрейсеровского поля: работа, производимая полем \mathbf{E}_0 над единичным зарядом e на пути, равном длине волны возмущения $\lambda_z = 2\pi k_z^{-1}$, намного меньше его тепловой энергии.

6. «Локальное» приближение Михайловского [1], состоящее в том, что влиянием границ области, занимаемой плазмой, на процесс развития неустойчивости можно пренебречь.

7. Приближение «нулевого шира» [9], использующее предположение о том, что масштаб изменения магнитного поля \mathbf{B}_0 с высотой в петле существенно превышает масштабы изменения с высотой плотности и температуры плазмы. Соответствующий критерий [9] можно записать в виде

$$\beta \varepsilon_R \ll \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} Z_e \cdot |k_*|. \quad (14)$$

Наличие в квазибернштейновских модах малой продольной составляющей $k_z \neq 0$ роднит их с экспериментально обнаруженными в лабораторной плазме «нейтрализованными ионными модами Бернштейна» [13]. Как в тех, так и в других, это конечное значение k_z позволяет электронам перетекать вдоль \mathbf{B}_0 , компенсируя разделение зарядов. Реально величина k_* из (12) ограничена сверху не единицей, а величиной, существенно меньшей [13]:

$$(k_*)_{\max} \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \approx 0.023. \quad (15)$$

В работе [24] было показано, что при вычислении инкремента использование приближен-

ного закона дисперсии (7) вместо точного [1, 13] приводит к возникновению невязки, сравнивая которую с добавками в дисперсионном уравнении, вызванными учетом субдрейсеровского поля, квазипоперечности и столкновений, можно получить более точные значения величины $(k_*)_{\max}$ (15). Так, для второй гармоники было получено соотношение

$$(k_*)_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{z_e \exp(-3z_e)}{3}} \cdot \omega_*^2. \quad (16)$$

Инкремент развития неустойчивости второй гармоники определялся в работе [24] по стандартной формуле

$$\gamma \equiv - \left. \frac{\text{Im } D(\omega, \mathbf{k})}{\frac{\partial}{\partial \omega} \text{Re } D(\omega, \mathbf{k})} \right|_{\omega=\omega_k} \quad (17)$$

для первого приближения теории возмущений. В выражении (17)

$$D(\omega, \mathbf{k}) = \text{Re } D(\omega, \mathbf{k}) + i \text{Im } D(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad (18)$$

а дисперсионное уравнение (ДУ) имеет вид

$$D(\omega, \mathbf{k}) = 0. \quad (19)$$

Дисперсионное уравнение с учетом малых добавок, вносимых влиянием столкновений и наличия малой продольной составляющей $k_z \neq 0$, было получено, как было отмечено выше, из точного выражения для бернштейновских мод [1, 13] методом выделения резонансного члена [24]. Влияние субдрейсеровского электрического поля учитывалось с помощью методики, предложенной Бринкой и Дисте в работе [18]. Выражение для инкремента, использовавшееся в расчетах в данной работе, имеет вид [9, 24]:

$$\Gamma_2 \equiv \frac{\gamma}{\Omega_e} = \frac{z_e \left\{ \left(\frac{2\varepsilon_R}{z_e p \tau} G_1 - \sigma G_2 \right) \sigma v - G_3 \right\}}{G_4 - G_6 - 16 \frac{\sigma^3 v^2 \varepsilon_R}{p \omega_*^2 \tau^4} G_5}, \quad (20)$$

где

$$p = \frac{1}{k_* \sqrt{z_e}},$$

$$G_1 = \frac{1}{1+\tau} \left(1 + \frac{7}{4} \tau + 48 \frac{(2+7\tau)}{z_e p^2 \tau \omega_*^2} \right),$$

$$\begin{aligned}
G_2 &= 1 - \frac{z_e \tau}{2\omega_*^2} - \frac{2\left(1 + \frac{9}{4}\tau\right)}{z_e p^2 \tau \omega_*^2} \left[1 + \frac{\omega_*^2}{z_e} + \frac{\omega_*^2}{3} \exp(-z_e) \right], \\
G_3 &= 2\Phi \left[1 + \frac{\varepsilon_R \sigma^3 v^2 \exp(z_e)}{4z_e^2 k_*^4} (p\tau - 2\sqrt{2}\pi) \right], \\
G_4 &= 1 + \tau \left[1 + \frac{\omega_*^2}{3} \exp(-z_e) \right] + \frac{3}{p^2 \tau^2} \left(1 + \frac{17}{6}\tau \right), \\
G_5 &= (1 + \tau)^{3/2} \left[1 + \frac{15}{4}\tau \left(1 - \frac{2z_e}{3\omega_*^2} \right) + 16 \frac{\tau \omega_*^2}{z_e^2} \right], \\
G_6 &= \frac{z_e}{4} \sigma v p^4 \Phi \left[\sigma \frac{\omega_*^2 \exp(-z_e)}{z_e} (1 + \sqrt{2\pi}\sigma^2 p v) + \right. \\
&\quad \left. + 4p^3 \sqrt{1+\tau} \varepsilon_R Q (4\sqrt{2\pi} p \sigma^2 v - 1) \right], \\
Q &= \frac{1}{8} z_e^2 \exp \left[-\frac{1}{2} p^2 \tau^2 \right], \\
\Phi &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} (1 + \tau) (1 - k_*^2) Q \frac{\omega_*^2 p}{z_e} \exp(-z_e).
\end{aligned}$$

В используемых обозначениях $v \equiv \frac{v_{ei}^*}{\Omega_e}$.

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕУСТОЙЧИВОСТИ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Значения приведенного инкремента (декремента) развития неустойчивости второй гармоники и граничные значения параметров возмущения были получены для всех восьми моделей атмосферы, приведенных в табл. 1. При этом основные характеристики плазмы и волнового возмущения изменялись в пределах

$$1 \leq \sigma \leq 6, \quad 0.01 \leq z_e \leq 0.25, \quad (21)$$

$$0.001 \leq k_* \leq (k_*)_{\max}, \quad 5 \cdot 10^{-7} \leq \varepsilon_R \leq 10^{-3}.$$

Граничными считались такие значения параметров, при которых приведенный инкремент (20) из отрицательного становился положительным. При этом линия, на которой $\Gamma_2 = 0$, очевидно соответствует незатухающим колебаниям. Результаты вычислений приведены в табл. 2. Здесь нужно отметить, что в таблицу внесены

результаты только для тех уравнений состояния (моделей атмосферы), которые дают неустойчивость второй гармоники. Поэтому уравнения состояния MAVN F1, FAL F1(1)_A и FAL F1(1)_p, которые дают затухание, в ней отсутствуют, хотя в табл. 1 они есть. Кстати, очень малые отрицательные значения величины Γ_2 для этих «уравнений состояния» свидетельствуют о том, что и процесс затухания второй гармоники, как и процесс развития ее неустойчивости, является высокодобротным, т. е. относительно медленным. Символом $(\Gamma_2)_{1+}$ обозначены в табл. 2 первые отличные от нуля значения инкремента в области $\Gamma_2 > 0$. Как видно, значений, для всех уравнений состояния выполняется условие

$$(\kappa_*)_{\text{rp}} < \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \approx 0.0233. \quad (22)$$

Впрочем, не будем забывать, что условие (22) является достаточно грубой оценкой [1, 13] и должно выполняться только по порядку величины. На рис. 3 приведены формы поверхности инкремента $\Gamma_2 = \Gamma_2(k_*, z_e)$ для всех пяти уравнений состояния из табл. 2. Хорошо видно, что для FAL E(1)_A, VAL E и FAL F1(2)_A формы поверхностей $\Gamma_2(k_*, z_e)$ аналогичны («синоптичны»), тогда как формы поверхностей для FAL E(1)_p и FAL F1(2)_p очень сильно отличаются и между собой, и от трех предыдущих. Для сравнения напомним, что при исследовании устойчивости второй гармоники в [9] на достаточно близких высотах ничего подобного не наблюдалось, и форма поверхности приведенного инкремента изменялась весьма незначительно. Во всех пяти случаях, приведенных на рис. 3, полагалось, что $\sigma = 5$.

Таблица 2. Граничные значения основных характеристик второй квазибернштейновской гармоники в процессе развития ее неустойчивости

Модель атмосферы	$(\varepsilon_R)_{\text{rp}}, 10^{-4}$	$(k_*)_{\text{rp}}$	$(\Gamma_2)_{1+}$	$h, \text{км}$
FAL F1(2)p	0.95	0.0013	$1.096 \cdot 10^{-6}$	700
FAL F1(2) _A	0.01	0.0019	$2.26 \cdot 10^{-6}$	700
VAL E	0.89	0.0011	$6.85 \cdot 10^{-10}$	1380
FAL E(1)p	1.10	0.0012	$1.41 \cdot 10^{-9}$	1380
FAL E(1) _A	1.05	0.0174	$2.76 \cdot 10^{-11}$	1375

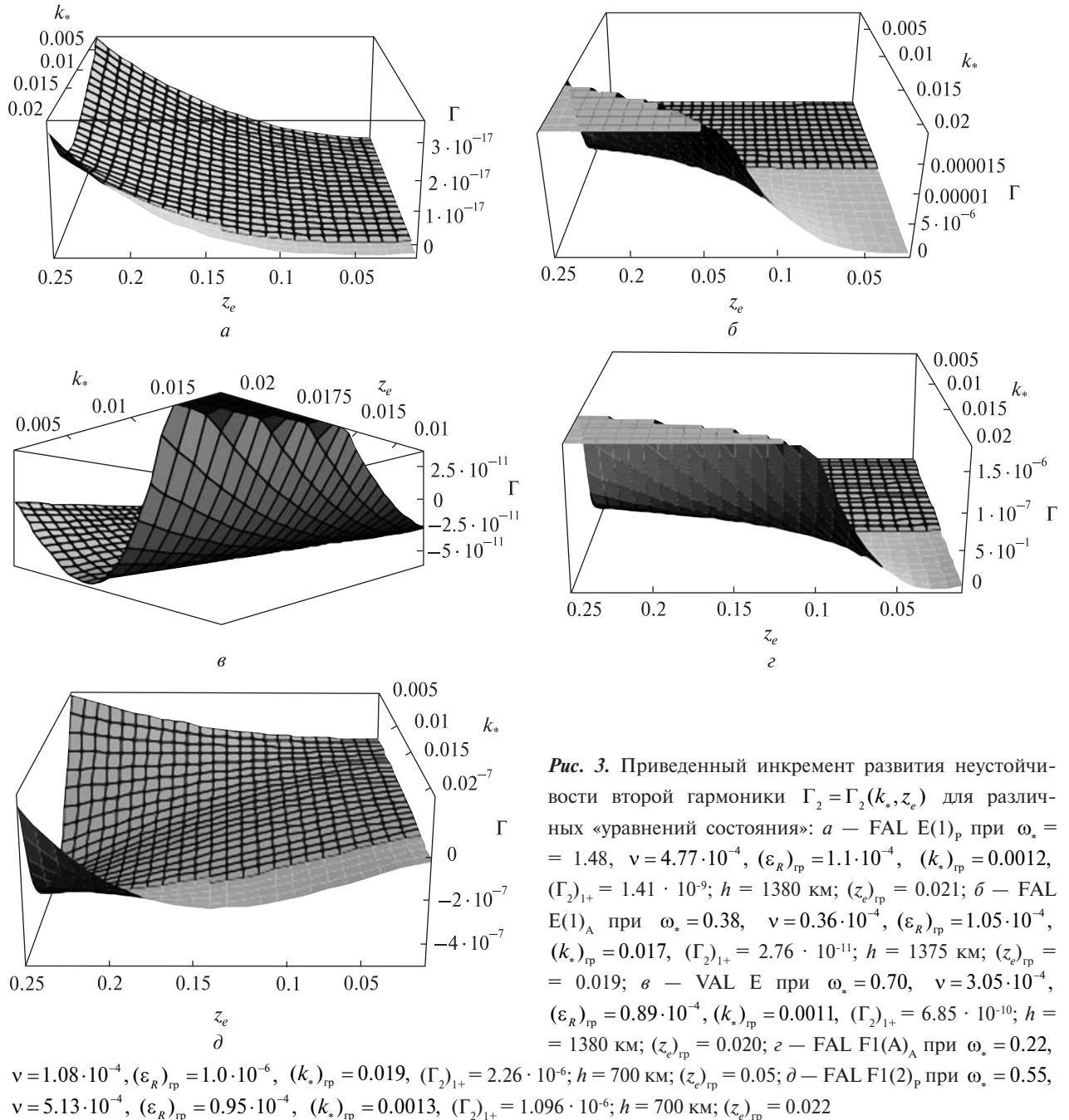


Рис. 3. Приведенный инкремент развития неустойчивости второй гармоники $\Gamma_2 = \Gamma_2(k_*, z_e)$ для различных «уравнений состояния»: *a* — FAL E(1)_p при $\omega_* = 1.48$, $v = 4.77 \cdot 10^{-4}$, $(\varepsilon_R)_{rp} = 1.1 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{rp} = 0.0012$, $(\Gamma_2)_{1+} = 1.41 \cdot 10^{-9}$; $h = 1380$ км; $(z_e)_{rp} = 0.021$; *б* — FAL E(1)_A при $\omega_* = 0.38$, $v = 0.36 \cdot 10^{-4}$, $(\varepsilon_R)_{rp} = 1.05 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{rp} = 0.017$, $(\Gamma_2)_{1+} = 2.76 \cdot 10^{-11}$; $h = 1375$ км; $(z_e)_{rp} = 0.019$; *в* — VAL E при $\omega_* = 0.70$, $v = 3.05 \cdot 10^{-4}$, $(\varepsilon_R)_{rp} = 0.89 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{rp} = 0.0011$, $(\Gamma_2)_{1+} = 6.85 \cdot 10^{-10}$; $h = 1380$ км; $(z_e)_{rp} = 0.020$; *г* — FAL F1(A)_p при $\omega_* = 0.55$, $v = 1.08 \cdot 10^{-4}$, $(\varepsilon_R)_{rp} = 1.0 \cdot 10^{-6}$, $(k_*)_{rp} = 0.019$, $(\Gamma_2)_{1+} = 2.26 \cdot 10^{-6}$; $h = 700$ км; $(z_e)_{rp} = 0.05$; *д* — FAL F1(2)_p при $\omega_* = 0.55$, $v = 5.13 \cdot 10^{-4}$, $(\varepsilon_R)_{rp} = 0.95 \cdot 10^{-4}$, $(k_*)_{rp} = 0.0013$, $(\Gamma_2)_{1+} = 1.096 \cdot 10^{-6}$; $h = 700$ км; $(z_e)_{rp} = 0.022$

Во всех пяти приведенных случаях генерируемая в процессе развития неустойчивости мода обладает высокой добротностью в достаточно широкой области изменения параметров плазмы и характеристик возмущения. Кроме того, во всех случаях на поверхности $\Gamma_2(k_*, z_e)$ существует

линия $\Gamma_2 = 0$, что свидетельствует о наличии незатухающих колебаний. Таким образом, в исследуемой области можно ожидать выполнения условий, необходимых для реализации трехволнового взаимодействия (2). Учитывая замечание Уиллса и Робинсона в работе [29] о

том, что процесс коалесценции (2) обладает наибольшей вероятностью для случая, когда моды B_1 и B_2 одинаковы, электромагнитная волна ЭВ с частотой 84 ГГц, как в [2], может возникнуть, если поле \mathbf{B}_0 в исследуемой области имеет напряженность 119 мТл. В нашей модели $|\mathbf{B}_0| = 145$ мТл, как видно из табл. 1. Погрешность определения значений магнитного поля в петлях на хромосферных высотах [5, 7, 12, 26] такова, что рассмотренный процесс генерации второй гармоники вполне может служить основой альтернативного механизма возникновения всплесков микроволнового излучения в предвспышечной плазме.

ВЫВОДЫ

Полученные результаты позволяют сделать определенные выводы.

1. Использование модели FAL, учитывающей процесс диффузии гелия, приводит при исследовании устойчивости второй гармоники квазибернштейновских мод, в области, соответствующей нижнесредней хромосфере АО, в основном к повышению порога неустойчивости по амплитуде электрического поля по сравнению с результатами, полученными с использованием моделей атмосферы MAVN и VAL. При этом предполагалось, что напряженность магнитного поля в петле остается неизменной.

2. На высотах в петле, приблизительно соответствующих расположению температурного минимума ($h \approx 700$ км), использование модели FAL вместо MAVN приводит к заметному понижению порога неустойчивости по амплитуде субдрайсеровского поля.

3. В целом можно констатировать, что переход к модели FAL от MAVN и VAL приводит к сужению области изменения плазменных параметров и характеристик возмущения, где наблюдается неустойчивость, и следовательно, возможна генерация второй гармоники в процессе развития этой неустойчивости.

4. Возникновение электромагнитного излучения сантиметрово-миллиметрового диапазона задолго до наступления «фазы предварительного нагрева» [7, 8, 10, 11, 20, 23] на частотах, близких к частоте второй электронной циклотронной

гармоники, возможно в результате процесса коалесценции (слияния) двух квазибернштейновских гармоник с образованием электромагнитной «поперечной» волны.

1. Александров А. Ф., Богданович Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1989. — 424 с.
2. Антонов А. В., Герасимов Ю. М., Карелин Ю. В. Исследование параметров солнечных вспышек в трехмиллиметровом диапазоне волн // Радиофизика и радиоастрономия. — 2008. — 13, № 1. — С. 15—25.
3. Богояд В. М., Гараимов В. И., Железняков В. В., Злотник Е. Я. Обнаружение циклотронной линии в спектре микроволнового излучения активной области на Солнце и ее интерпретация // Астрон. журн. — 2000. — 77, № 4. — С. 313—320.
4. Гельфрейх Г. Б., Цап Ю. Т., Копылова Ю. Г. и др. О вариациях микроволнового излучения активных областей солнечной атмосферы // Письма в Астрон. журн. — 2004. — 30, № 7. — С. 540—547.
5. Гопасюк С. И. Структура и динамика магнитного поля в активных областях на Солнце // Итоги науки и техники / ВИНИТИ. Астрономия. — 1987. — 34. — С. 7—77.
6. Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. Генерация и распространение. — М.: Наука, 1977. — 432 с.
7. Зайцев В. В., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Некоторые проблемы физики солнечных и звездных вспышек // Кинематика и физика небес. тел. — 1994. — 10, № 6. — С. 3—31.
8. Копылова Ю. Г., Степанов А. В., Цап Ю. Т. Радиальные колебания корональных петель и микроволновое излучение солнечных вспышек // Письма в Астрон. журн. — 2002. — 28, № 11. — С. 870—879.
9. Кришталь А. Н., Герасименко С. В. О последовательности появления неустойчивостей плазменных волн в основаниях арочных структур на Солнце на ранних этапах вспышечного процесса // Кинематика и физика небес. тел. — 2005. — 21, № 5. — С. 352—367.
10. Мельников В. Ф., Флейшман Г. Д., Фу К. Д., Хуанг Г.-Л. Диагностика вспышечной плазмы по миллисекундным пульсациям солнечного радиоизлучения // Астрон. журн. — 2002. — 79, № 6. — С. 551—569.
11. Подгорный А. И., Подгорный И. М. Моделирование солнечной вспышки при всплытии нового магнитного потока // Астрон. журн. — 2001. — 78, № 1. — С. 71—77.
12. Чариков Ю. Е. Предвспышечная стадия накопления энергии: новые наблюдения и возможные механизмы // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений: Сб. тезисов 11-й Пулковской междунар. конф. по физике

- Солнца; ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 2—7 июля 2007. — Санкт-Петербург, 2007. — С. 138—139.
13. Чен Ф. Введение в физику плазмы. — М.: Мир, 1987. — 398 с.
14. Юровский Ю. Ф. О механизмах модуляции радиоизлучения солнечных вспышек // Астрон. журн. — 1997. — **74**, № 6. — С. 347—360.
15. Antonov A. V., Bezuglaya G. V., Gerasimov Yu. V., Karelkin Yu. V. Oscillation of radiotion of solar flares in 3mm range // MSMV'07 Symp. Proc., Kharkov, Ukraine, June 25—30, 2007. — Kharkov, 2007. — Vol. 2. — P. 751—753.
16. Aschwanden M. I. An evaluation of coronal heating models for active regions based on Yohkoh, SOHO and TRACE observations // Astrophys. J. — 2001. — **560**. — P. 1035—1043.
17. Aurass H. Radio type IV burst fine structures and the dynamics of flare process // Proc. 144-th IAU Colloq. "Solar Coronal Structures". — Bratislava, Slovakia, 20—24 September 1993 / Eds V. Rusin, P. Heinzel, I.-C. Vial. — Bratislava: VEDA Publ. Company, 1993. — P. 251—256.
18. Brinca A. L., Dysthe K. B. Effect of longitudinal electric fields on electrostatic electron cyclotron waves // J. Plasma Phys. — 1983. — **29**, part 1. — P. 35—40.
19. Farnik F., Savy K. Soft X-ray pre-flare emission studied in Yohkoh-SXT images // Solar Phys. — 1998. — **183**, N 1. — P. 339—357.
20. Fontenla J. M., Avrett E. H., Loeser R. Energy balance in solar transition region. III. Helium emission in hydrostatic, constant-abundance models with diffusion // Astrophys. J. — 1993. — **406**, N 1. — P. 327—336.
21. Foukal P., Hinata S. Electric fields in the solar atmosphere: a review // Solar Phys. — 1991. — **132**, N 1. — P. 307—330.
22. Harra L. K., Matthews S. A., Culhane J. L. Nonthermal velocity evolution in the precursor phase of a solar flare // Astrophys. J. — 2001. — **549**, N 2. — P. L245—L248.
23. Heyvaerts J., Priest E., Rust D. An emerging flux model for the solar flare phenomenon // Astrophys. J. — 1977. — **216**, N 1. — P. 213—221.
24. Kryshnal A. N. Bernstein wave instability in a collisional plasma with a quasistatic electric field // J. Plasma Phys. — 1998. — **60**, part 3. — P. 469—484.
25. Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W. Semiempirical models of chromospheric flare regions // Astrophys. J. — 1980. — **242**, N 1. — P. 336—351.
26. Schmahl E. I., Webb D. K., Woodgate B., et al. Coronal manifestations of preflare activity // Energetic Phenomena on the Sun ("Impulsive Phase Transport") / Eds M. Kundu and B. Woodgate. — Washington, DC, 1986. — NASA CP — 2439. — P. L48—L78.
27. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // Space Sci. Rev. — 1993. — **63**. — P. 1—183.
28. Vernazza J. E., Avrett E. H., Loeser R. Structure of the solar chromosphere. III—Models of the EUV brightness components of the quiet-sun // Astrophys. J. Suppl. Ser. — 1981. — **45**, N 1. — P. 635—725.
29. Willes A. J., Robinson P. A. Electron-cyclotron maser theory for noninteger radio emission frequencies in solar microwave spike bursts // Astrophys. J. — 1996. — **467**, N 1. — P. 465—472.

Надійшла до редакції 30.09.10

*A. N. Kryshnal, S. V. Gerasimenko,
A. D. Voytsekhovska*

QUASIBERNSTEIN MODES IN PREFLARE ATMOSPHERE OF SOLAR ACTIVE REGION: THE SECOND HARMONIC GENERATION

The generation of the second harmonic during the development of the corresponding instability is investigated for the pure electron oblique Bernstein modes modified by taking into account Coulomb collisions and existence of the weak large-scale electric field in the post-flare loop. We propose to name such modes as quasibernsteinian ones. It is supposed that the main characteristics of magnetoactive plasma at the foot-points of the loop structures, which correspond to the "lower-middle" chromosphere of an active region (AR), are determined through the semiempirical model for the solar atmosphere of Fontenla—Avrett—Loeser (FAL). It is been demonstrated that the use of this model instead of the models of Machado—Avrett—Vernazza—Noyes (MAVN) and Vernazza—Avrett—Loeser (VAL) used before leads to considerable changes of the instability threshold values of subdreicer electric field amplitudes and boundary values of the perturbation wavelength. Microwave emission in the centimetre-millimetre interval can appear under favourable conditions due to the coalescence of two quasibernsteinian harmonics with next formation of electromagnetic wave.

УДК 519.6

М. Ю. Ракушев

Житомирський військовий інститут імені С. П. Корольова Національного авіаційного університету

СХЕМА ІНТЕГРУВАННЯ РІВНЯННЯ РУХУ КОСМІЧНОГО АПАРАТА НА ОСНОВІ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНО-ТЕЙЛОРІВСЬКОГО ПЕРЕТВОРЕННЯ ЗІ ЗМЕНШЕНИМИ ОБЧИСЛЮВАЛЬНИМИ ВИТРАТАМИ

Пропонується вдосконалений підхід до розробки обчислювальних схем інтегрування диференціального рівняння балістично-го руху космічного апарату у гринвіцькій прямокутній системі координат на основі диференціально-тейлорівського пере-творення. Запропонований підхід порівняно з відомими на основі диференціально-тейлорівського перетворення, за рахунок удосконалення процедури прямого перетворення, дозволяє досягти зменшення обчислювальних витрат при забезпеченні заданих точнісних характеристик розв'язання задачі прогнозування руху космічних апаратів.

ВСТУП

Однією з основних задач, що розв'язується при оцінюванні космічної обстановки, є прогнозування руху космічного апарату (КА). Безпосередньо розв'язання такої задачі проводиться у вигляді закінченої процедури на ЕОМ, в якій на основі обраного методу інтегрування звичайних диференціальних рівнянь реалізовано обчислювальну схему розв'язку диференціального рів-няння руху КА [1, 2]. Вибір конкретної обчислювальної схеми базується насамперед на аналізі її характеристик за узагальненим показником «точність—обчислювальна складність» і обрання схеми, яка забезпечує необхідну точність прогнозу (розрахунків) при мінімальних обчислювальних витратах. Це зумовлено тим, що оцінювання загальної космічної обстановки вимагає відпрацювання у реальному масштабі часу інформації про значну кількість космічних об'єктів (до 10^4) [7] на спеціалізованій ЕОМ продуктивність роботи якої визначає її вартість.

На теперішній час близько 80 % усіх КА є низькоорбітальними (з висотою польоту до 1500 км) [7]. Для прогнозування руху таких КА найчастіше використовують диференціальне рівняння у гринвіцькій прямокутній системі координат (ГСК) [1, 2].

© М. Ю. РАКУШЕВ, 2010

Одним з перспективних підходів до розробки обчислювальних схем інтегрування диференціальних рівнянь для прогнозування руху КА є використання методу диференціально-тейлорівського (ДТ) перетворення [5]. Основною математичною особливістю даного методу є реалізація рекурентного, методично простого (числово-аналітичного) визначення членів ряду Тейлора будь-якого порядку для заданої функції (визначення будь-якої її вищої похідної) за від-сутності методичних похибок [3].

Запропоновану для розв'язання задачі про-гнозування руху КА у ГСК [5] обчислювальну схему на основі ДТ-перетворення (далі Т-схема) реалізовано таким чином:

- використовується процедура явного при-пасування. Схема є явною, оскільки має най-меншу (порівняно з іншими Т-схемами) обчислювальну складність;
- розраховані Т-дискрети тотожні членам роз-кладу у ряд Тейлора функції, яка є розв'язанням диференціального рівняння руху КА, оскільки процедура прямого ДТ-перетворення прово-диться канонічно для даного математичного ме-тоду [3].

Загальною вимогою до Т-схем прогнозуван-ня руху КА є забезпечення необхідної точності прогнозу при мінімальних обчислювальних витратах. Найкраще цій вимозі відповідає явна

Т-схема, при цьому її характеристики визначаються за узагальненим показником «точність-обчислювальна складність»:

- «обчислювальна складність» визначається кількістю арифметичних дій, які необхідні для проведення процедури прямого ДТ-перетворення (на розрахунок необхідної кількості Т-дискрет);

- «точність» визначається величиною похибки апроксимації схеми, яка виникає за рахунок урахування у схемі кінцевої кількості Т-дискрет.

Явна Т-схема реалізується згідно із канонічним підходом до методу ДТ-перетворень, і це жорстко зв'язує дві зазначені вище частини узагальненого показника «точність-обчислювальна складність»: необхідна «точність» визначає отримувану «обчислювальну складність». Змінити таке жорстке обумовлення можливо лише зміною реалізації процедури проведення прямого ДТ-перетворення.

Метою статті є вдосконалення Т-схеми інтегрування диференціального рівняння руху КА у ГСК шляхом зменшення обчислювальної складності процедури проведення прямого ДТ-перетворення при забезпечені незмінної похибки апроксимації схеми, що забезпечить покращення характеристик Т-схеми за узагальненим показником «точність-обчислювальна складність».

ВІКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

ДТ-перетворенням називають функціональне перетворення вигляду [3]

$$Z(k) = \frac{h^k}{k!} \left[\frac{d^k z(t)}{dt^k} \right]_{t_*} = \frac{h^k}{k!} z^{(k)}(t_*) , \quad (1)$$

$$z(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{t-t_*}{h} \right)^k Z(k) , \quad (2)$$

де t — аргумент, за яким проводиться перетворення, t_* — значення аргумента, при якому проводиться перетворення, h — відрізок аргумента, на якому розглядається функція $z(t)$, k — цілочисловий аргумент $k = 0, 1, 2, \dots$, $Z(k)$ — дискретна функція за аргументом k .

Вираз (1) визначає пряме ДТ-перетворення, а (2) — обернене. Множину значень $Z(k)$ при-

йнято називати Т-спектром, а значення функції $Z(k)$ при конкретних значеннях аргумента k — дискретами Т-спектра.

Диференціальне рівняння, що описує рух низкоорбітальних КА у ГСК, є векторним та нелінійним [1, 2, 5]. Не втрачаючи загальності проведення подальших викладок, спростимо це рівняння до однієї координати та запишемо його через прискорення, що діють на КА у польоті:

$$\frac{d^2 u}{dt^2} = a_{geo}(u) + a_{doc}(u) + a_{kor}(u) + a_{atm}(u) \quad (3)$$

$$t > 0, \quad u(t=0) = u_0, \quad \dot{u}(t=0) = v_{u0},$$

де $u = u(t)$ — шукана функція (траєкторія руху КА), a_{geo} , a_{doc} , a_{kor} , a_{atm} — прискорення вільного падіння, доцентральне, Коріоліса та за рахунок опору атмосфери відповідно, t — незалежна змінна, u_0 , v_{u0} — початкові умови.

Традиційна явна Т-схема інтегрування диференціального рівняння (3) у разі рівномірної обчислювальної сітки $\omega_n = \{t_n = t_0 + nh, n = 0, 1, 2, \dots\}$ має вигляд [3, 5]:

$$\begin{cases} U_0(0) = u_0, \quad U_0(1) = h v_{u0}, \quad t_n = t_0 + nh \\ U_n(k+2) = \frac{h^2}{(k+2)(k+1)} \times [A_{atm}(k) + \\ + A_{geon}(k) + A_{docn}(k) + A_{kor}(k)] \\ \text{при } k = 0, 1, \dots k_{max} - 2, \end{cases} \quad (4)$$

$$U_{n+1}(0) = \sum_{k=0}^{k_{max}} U_n(k) , \quad (5)$$

$$U_{n+1}(1) = \sum_{k=0}^{k_{max}-1} (k+1) U_n(k+1) ,$$

де $U_n(k)$ — Т-спектр розв'язку (3) на ω_n ; $A_{atm}(k)$, $A_{geon}(k)$, $A_{docn}(k)$, $A_{kor}(k)$ — Т-спектри функцій a_{atm} , a_{geo} , a_{doc} , a_{kor} на ω_n відповідно, h — крок обчислювальної сітки ω_n за незалежною змінною диференціального рівняння, k_{max} — максимальний номер враховуваної при відновленні Т-дискрети.

У наведеній Т-схемі процедура прямого ДТ-перетворення (3) реалізована канонічно [3],

тобто вона реалізує рекурентне визначення членів ряду Тейлора для шуканої функції (якою є траєкторія руху КА $u(t_n)$) за відсутності будь-яких методичних похибок. Результатом цього є те, що розраховані Т-дискрети $U_n(k)$ тотожні членам ряду Тейлора функції, яка є розв'язком рівняння (3). Виходячи із зазначеного та з врахуванням того, що у наведений Т-схемі при проведенні оберненого перетворення (5) враховується скінченна кількість Т-дискрет, у точне значення шуканої функції $u(t_n)$ вноситься похибка, яка дорівнює першому неврахованому члену ряду Тейлора, або, що те ж саме, яка дорівнює першій неврахованій Т-дискреті $U_n(k_{\max} + 1)$.

У цілому явна Т-схема (4), (5) реалізує класичну обчислювальну схему інтегрування диференціального рівняння за допомогою рядів Тейлора, як це і зазначено у літературі з методу ДТ-перетворень [3]. Тобто використання (4), (5) дозволяє послідовно (починаючи з $n = 0$) знайти розв'язок (3) – визначити на ω_n значення сіткової функції, яка береться за наближення шуканої функції:

$$u(t_n) = u_n \approx U_n(0). \quad (6)$$

Подібно до підходу для числових кінцеворізницевих методів інтегрування диференціальних рівнянь (наприклад Адамса та Рунге-Кутта) [6] визначимо похибку апроксимації Т-схеми (4), (5) [4]. Для цього попередньо приведемо її до канонічного вигляду обчислювальної схеми інтегрування диференціального рівняння числовим методом [6]

$$\begin{aligned} U_{n+1}(0) &= \sum_{k=0}^{k_{\max}} U_n(k) \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{U_{n+1}(0) - U_n(0)}{h} &= \frac{1}{h} \sum_{k=1}^{k_{\max}} U_n(k). \end{aligned} \quad (7)$$

Підставимо у (7) замість отримуваного наближеного розв'язку $U_n(0)$ (відповідно до (6)) точний розв'язок задачі (3) ($u_n = u(t_n)$) у вигляді розкладу

$$u_{n+1} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} \quad (8)$$

та з врахуванням прямого перетворення із (1) запишемо

$$\begin{aligned} \psi_{n+1} &= \frac{1}{h} \left(-u_{n+1} + u_n + \sum_{k=1}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \psi_{n+1} &= \frac{1}{h} \left(- \sum_{k=0}^{\infty} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} + \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \psi_{n+1} &= \frac{1}{h} \left(- \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} + \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} \right) - \\ &\quad - \frac{1}{h} \sum_{k=k_{\max}+1}^{\infty} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} \Rightarrow \\ \Rightarrow \psi_{n+1} &= - \frac{1}{h} \sum_{k=k_{\max}+1}^{\infty} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)}, \end{aligned} \quad (9)$$

де ψ_n – похибка апроксимації Т-схеми на ω_n .

Для оцінки значення похибки апроксимації в (9) виділимо з суми перший член [6] та з врахуванням прямого ДТ-перетворення із (1) отримаємо

$$\begin{aligned} \psi_{n+1} &\approx - \frac{h^{k_{\max}}}{(k_{\max}+1)!} u_n^{(k_{\max}+1)} \Rightarrow \\ \Rightarrow \psi_{n+1} &\approx - \frac{1}{h} U_n(k_{\max} + 1). \end{aligned} \quad (10)$$

Однією з особливостей диференціального рівняння (3) є те, що прискорення, які входять у нього, мають різні порядки. Так, у ГСК для низкоорбітальних КА з висотами $500 \text{ км} \leq h \leq 1500 \text{ км}$ щодо зазначених прискорень виконуються умови [1, 2]

$$\begin{aligned} |a_{atm}| &\leq 10^{-8} \text{ км/с}^2, \\ |a_{geo}| + |a_{doc}| + |a_{kor}| &\leq 10^{-2} \text{ км/с}^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Т-схема (4), (5) реалізує процедуру прямого ДТ-перетворення (4) таким чином, що в ній враховується у кожному з прискорень, які діють на КА (a_{atm} , a_{geo} , a_{doc} , a_{kor}), однакова кількість Т-дискрет ($k_{\max} - 2$). Це приводить до того, що при оберненому перетворенні (5) всі прискорення (a_{atm} , a_{geo} , a_{doc} , a_{kor}) враховуються як відрізки рядів Тейлора однакової довжини. Зважаючи на (11), можна вдосконалити Т-схему (4), (5) наступним чином: врахувати у прискоренні від опору атмосфери (a_{atm}) тільки ($k_{\max} - 2$) Т-дискрет, причому

$$\tilde{k}_{\max} \leq k_{\max}. \quad (12)$$

Таким чином, вдосконалена Т-схема запише-
ться у вигляді

$$\begin{cases} U_0(0) = u_0, U_0(1) = hv_{u0}, t_n = t_0 + nh \\ U_n(k+2) = \frac{h^2}{(k+2)(k+1)} [A_{atmn}(k) + \\ + A_{geon}(k) + A_{docn}(k) + A_{korn}(k)] \\ \text{при } k = 0, 1, \dots, \tilde{k}_{\max} - 2, \\ \tilde{U}_n(k+2) = \frac{h^2}{(k+2)(k+1)} \times \\ \times [A_{geon}(k) + A_{docn}(k) + A_{korn}(k)] \\ \text{при } k = \tilde{k}_{\max} - 2, \dots, k_{\max} - 2, \\ U_{n+1}(0) = \sum_{k=0}^{\tilde{k}_{\max}} U_n(k) + \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \tilde{U}_n(k), \\ U_{n+1}(1) = \sum_{k=0}^{\tilde{k}_{\max}} (k+1)U_n(k) + \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} (k+1)\tilde{U}_n(k). \end{cases} \quad (13)$$

Тут $\tilde{U}_n(k)$ — Т-спектр розв'язку рівняння (3) без врахування опору атмосфери на ω_n .

Наведене вдосконалення при прямому ДТ-перетворенні (13) внесе додаткові методичні похибки, тому розв'язок, отриманий із запропонованої Т-схеми (13), (15), не буде тотожним з розв'язком, що отриманий із традиційної схеми (4), (5). Визначимо умови, за яких зазначені методичні похибки не зменшать точності розв'язку запропонованої Т-схеми порівняно з традиційною Т-схемою.

У запропонованій Т-схемі (13), (14) Т-дискрети $U_n(k)$ до номера \tilde{k}_{\max} включно розраховуються як і у традиційній схемі (4), (5), тому їхні значення збігаються. Решта Т-дискрет розраховані з деякими методичними похибками, тобто

$$\tilde{U}_n(k) = U_n(k) + \Delta_n(k) \quad (15)$$

при $k = \tilde{k}_{\max} + 1, \dots, k_{\max}$,

$$\Delta_n(k) = \frac{h^k}{k!} \delta_n^{(k)} \quad (16)$$

при $k = \tilde{k}_{\max} + 1, \dots, k_{\max}$,

де $\Delta_n(k)$, δ_n — Т-спектр похибки та методична похибка, внесена через неповне врахування опору атмосфери відповідно на ω_n .

Визначимо похибку апроксимації Т-схеми (13), (14):

$$\frac{U_{n+1}(0) - U_n(0)}{h} = \frac{1}{h} \left(\sum_{k=1}^{\tilde{k}_{\max}} U_n(k) + \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \tilde{U}_n(k) \right),$$

з урахуванням співвідношення (15) запишемо

$$\frac{U_{n+1}(0) - U_n(0)}{h} = \frac{1}{h} \sum_{k=1}^{k_{\max}} U_n(k) + \frac{1}{h} \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \Delta_n(k), \quad (17)$$

підставимо у (17) точний розв'язок задачі (3) у вигляді (8) та позначення (16)

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{n+1} &= \frac{1}{h} \left(-u_{n+1} + u_n + \sum_{k=1}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} + \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} \delta_n^{(k)} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \tilde{\Psi}_{n+1} &= \frac{1}{h} \left(-\sum_{k=0}^{\infty} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} + \sum_{k=0}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} + \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} \delta_n^{(k)} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow \tilde{\Psi}_{n+1} &= -\frac{1}{h} \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{\infty} \frac{h^k}{k!} u_n^{(k)} + \frac{1}{h} \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} \delta_n^{(k)}, \end{aligned} \quad (18)$$

де $\tilde{\Psi}_{n+1}$ — похибка апроксимації вдосконаленої Т-схеми на ω_n .

Якщо з першої суми у (18) виділити два перших члени

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{n+1} &\approx -\frac{1}{h} \frac{h^{k_{\max}+1}}{(k_{\max}+1)!} u_n^{(k_{\max}+1)} - \\ &- \frac{1}{h} \frac{h^{k_{\max}+2}}{(k_{\max}+2)!} u_n^{(k_{\max}+2)} + \frac{1}{h} \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} \delta_n^{(k)}, \end{aligned}$$

то при виконанні умови

$$\left| \frac{h^{k_{\max}+2}}{(k_{\max}+2)!} u_n^{(k_{\max}+2)} \right| \geq \left| \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \frac{h^k}{k!} \delta_n^{(k)} \right| \quad (19)$$

значення похибки апроксимації вдосконаленої Т-схеми (13), (14) можна оцінити у вигляді, еквівалентному виразу (10), тобто

$$\begin{aligned} \tilde{\Psi}_{n+1} &\approx -\frac{h^{k_{\max}}}{(k_{\max}+1)!} u_n^{(k_{\max}+1)} \Rightarrow \\ \Rightarrow \tilde{\Psi}_{n+1} &\approx \frac{1}{h} U_n(k_{\max}+1). \end{aligned} \quad (20)$$

Таким чином, при виконанні умови (19) значення (величини) похибок апроксимації запропонованої та традиційної Т-схем будуть збігатися. Визначимо мінімальне значення макси-

мального номера Т-дискрети ($\tilde{k}_{\max \min}$), у якій достатньо враховувати вплив прискорення від опору атмосфери для виконання умови (19), для зручності подальших викладок запишемо даний вираз через Т-спектри:

$$\tilde{k}_{\max \min} = \min_{\tilde{k}_{\max} \leq k_{\max}} \arg \left\{ \left| U_n(k_{\max} + 2) \right| \geq \left| \sum_{k=\tilde{k}_{\max}+1}^{k_{\max}} \Delta_n(k) \right| \right\}. \quad (21)$$

Для розв'язування (21) спростимо його до вигляду

$$\begin{aligned} \tilde{k}_{\max \min} &= \min_{\tilde{k}_{\max} \leq k_{\max}} \left| U_n(k_{\max} + 2) \right| \geq \\ &\geq \left| \Delta_n(\tilde{k}_{\max} + 1) \right| + \left| \Delta_n(\tilde{k}_{\max} + 2) \right|. \end{aligned} \quad (22)$$

З розгляду Т-схем (3), (4) та (13), (14) можна показати, що мають місце співвідношення

$$\begin{aligned} U_n(k_{\max} + 2) &= \frac{h^2}{(k+2)(k+1)} \times \\ &\times [A_{atm}(k_{\max}) + A_{geo}(k_{\max}) + \\ &+ A_{doc}(k_{\max}) + A_{kor}(k_{\max})], \end{aligned} \quad (23)$$

$$\left| \Delta_n(\tilde{k}_{\max} + 1) \right| = \frac{h^2}{(\tilde{k}_{\max} + 1)\tilde{k}_{\max}} A_{atm}(\tilde{k}_{\max} - 1), \quad (24)$$

$$\left| \Delta_n(\tilde{k}_{\max} + 2) \right| = \frac{h^2}{(\tilde{k}_{\max} + 2)(\tilde{k}_{\max} + 1)} A_{atm}(\tilde{k}_{\max}), \quad (25)$$

використання яких дозволяє реалізувати (22).

Оцінимо обчислювальні складності Т-схем (3), (4) та (13), (14) через порівняння кількості елементарних арифметичних дій (множень, ділень, додавань, віднімань) в одному вузлі обчислювальної сітки ω_n . Для диференціально-го рівняння руху КА у ГСК зазначена кількість арифметичних дій буде визначатися насамперед їхньою кількістю для проведення прямо-го ДТ-перетворення [5], тобто для розрахунку Т-спектру правої частини вихідного диференціального рівняння. Даний підхід подібний до визначення обчислювальної складності числових кінцево-різницевих методів інтегрування диференціальних рівнянь шляхом підрахунку кількості обчислень правої частини диференціального рівняння, необхідної для реалізації відповідного методу [1]. При цьому кількість елементарних арифметичних дій, які витрачаються

на проведення прямо-го ДТ-перетворення, прямо залежить від максимального номера Т-дискрети, яка враховується у кожному з прискорень

$$\begin{aligned} N_{ad} &\approx N_{atm}(k_{\max}) + N_{geo}(k_{\max}) + \\ &+ N_{doc}(k_{\max}) + N_{kor}(k_{\max}), \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{ad} &\approx N_{atm}(\tilde{k}_{\max \min}) + N_{geo}(k_{\max}) + \\ &+ N_{doc}(k_{\max}) + N_{kor}(k_{\max}), \end{aligned} \quad (27)$$

де N_{ad} , \tilde{N}_{ad} — загальна кількість арифметичних дій Т-схеми (3), (4) та Т-схеми (13), (14) в одному вузлі ω_n відповідно, N_{atm} , N_{geo} , N_{doc} , N_{kor} — кількість арифметичних дій на розрахунок Т-дискрет для a_{atm} , a_{geo} , a_{doc} , a_{kor} в одному вузлі ω_n відповідно.

Характер залежностей (26) та (27) такий: що більше враховується у Т-схемі Т-дискрет від кожного з прискорень, то більшою є обчислювальна складність і навпаки. Зазначене показує, що за умови (12) буде виконуватися співвідношення

$$N_{ad} \geq \tilde{N}_{ad},$$

яке гарантує, що запропонована Т-схема буде мати не більшу за традиційну Т-схему обчислювальну складність.

Визначимо варіанти реалізації запропонованої Т-схеми при забезпеченні одинакових точнісних характеристик з традиційною Т-схемою, розробленою у [5]. Так, результати розв'язку (22) на основі (23)–(25) для Т-схеми (13), (14) прогнозування руху КА з параметрами орбіти, близькими до вітчизняного КА «Січ-1» ($h_{ka} \approx 600$ км, $e \leq 0.01$, $S_b = 0.06$), при врахуванні в моделі руху КА

Таблиця 1. Характеристики Т-схеми (13)–(14)

k_{\max}	4	8	12	20
h , с	40	400	700	800
$\tilde{k}_{\max \min}$	2	3	5	6

Таблиця 2. Зменшення обчислювальної складності Т-схеми (13), (14) при забезпеченні одинакової точності прогнозування руху КА з традиційною Т-схемою (3), (4)

Модель розкладу геопотенціалу Землі в ряд за сферичними функціями	2×2	4×4	8×8
$\frac{N_{ad} - \tilde{N}_{ad}}{N_{ad}} \cdot 100\%$	12–16	5–7	1–3

у ГСК [5] поля до 8×8 гармонік розкладу геопотенціалу Землі в ряд за сферичними функціями та статичної моделі атмосфери (ГОСТ-4401-64), наведено у табл. 1. Тут k_{max} — максимальний номер Т-дискрети, що враховується при відновленні, h — крок обчислювальної сітки, $\tilde{k}_{max\ min}$ — мінімальне значення максимального номера Т-дискрети, у якій достатньо враховувати вплив прискорення від опору атмосфери.

Результати оцінки обчислювальної ефективності запропонованої Т-схеми з характеристиками, наведеними у табл. 1, порівняно з традиційною Т-схемою для прогнозування руху КА з параметрами орбіти, близькими до КА «Січ-1», наведено у табл. 2. Тут N_{ad} , \tilde{N}_{ad} — кількість арифметичних дій, яка розраховується за (26) та (27) відповідно.

Аналіз даних, наведених у табл. 2, показує, що при реалізації Т-схеми відповідно до табл. 1 досягається зменшення обчислювальної складності прогнозування руху КА залежно від використуваної моделі гравітаційного поля Землі на 1–16 %.

ВИСНОВКИ

Розроблена обчислювальна Т-схема інтегрування диференціального рівняння руху КА порівняно з традиційною Т-схемою має такі особливості:

- у запропонованій Т-схемі вдосконалено процедуру прямого ДТ-перетворення шляхом зменшення кількості враховуваних Т-дискрет, які визначають вплив опору атмосфери;
- значення похибики апроксимації запропонованої Т-схеми є однаковою з похибою для традиційної Т-схеми, що забезпечує однакову точність прогнозування руху КА;
- через вдосконалення процедури прямого ДТ-перетворення запропонована Т-схема потребує менших обчислювальних витрат на проведення розрахунку Т-спектра, і тому дозволяє досягти зменшення обчислювальної складності на прогнозування руху КА.

Отже, в роботі пропонується удосконалений підхід до розробки обчислювальних схем інтегрування диференціального рівняння балістичного руху КА у ГСК на основі ДТ-перетворення. Цей підхід за рахунок зменшення кількості Т-дискрет для прискорення від опору атмосфери, дозво-

ляє залежно від прийнятої моделі гравітаційного поля Землі зменшити на 1–16 % обчислювальні витрати при забезпеченні заданих точнісних характеристик розв’язку задачі прогнозування руху низькоорбітальних КА.

Слід зазначити, що запропонований підхід може бути використаний не тільки для зменшення обчислювальної складності прогнозування руху низькоорбітальних КА при врахуванні особливостей диференціального рівняння руху КА щодо впливу сили аеродинамічного опору атмосфери, але й при прогнозуванні руху високоорбітальних КА щодо впливу сили притягання Місяця та Сонця.

1. Жданюк Б. Ф. Основы статистической обработки траекторных измерений. — М.: Сов. радио, 1978. — 384 с.
2. Мамон В. А., Половников В. И., Слезкинский С. К. Баллистическое обеспечение космических полетов. — Л.: ВИКК им. А. Ф. Можайского, 1990.
3. Пухов Г. Е. Дифференциальные спектры и модели. — К.: Наук. думка, 1990. — 184 с.
4. Ракушев М. Ю. Апроксимація та стійкість методу зміщених диференціально-тейлорівських перетворень для рішення задачі Коші // Вісник ЖДТУ. — 2007. — 3 (42). — С. 128–132.
5. Ракушев М. Ю., Завада А. А., Ковбасюк С. В., Болотников В. Й. Прогнозування руху КА у гринвіцькій прямокутній системі координат методом диференціально-тейлорівських перетворень // Системи озброєння і військової техніки. — 2009. — № 2 (18). — С. 109–114.
6. Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы: Учеб. пособие для вузов. — М.: Наука, 1989. — 432 с.
7. Хуторовский З. Н. Ведение каталога космических объектов // Космич. исслед. — 1993. — 31, № 4. — С. 101–114.

Надійшла до редакції 16.08.10

M. Yu. Rakushev

INTEGRATION CIRCUIT FOR MOTION EQUATION OF A SPACE VEHICLE ON THE BASIS OF DIFFERENTIAL-TAYLOR TRANSFORMATION WITH REDUCED COMPUTING

We propose an improved approach to the elaboration of the computing circuit of integration of differential equation of the ballistic motion of a space vehicle in the Greenwich rectangular coordinate system on the basis of the differential-taylor transformation. Compared to the known approaches using the differential-taylor transformation, our approach allows one to reduce computing providing specified accuracy of the solution for the problem of space vehicle motion prediction due to an improvement of the direct transformation procedure.

УДК 629.7.018.3

Ю. В. Полежаев¹, Д. С. Михатулин¹, Г. А. Фролов²

¹ Об'єднаний Інститут високих температур РАН, Москва (Росія)

² Інститут проблем матеріалознавства Національної академії наук України, Київ

ВЗАЙМОДЕЙСТВІЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ ПОТОКОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Розглянуто фізику ерозійного руйнування при ударі одиночної частки і багатократній дії часток на руйновану поверхню. Показано, що між одиночними і множинними зіткненнями є принципові відмінності, які виключають пряме порівняння їх по будь-якому фізичному параметру. Представлено моделі еrozійного руйнування матеріалів. Встановлено три ділянки еrozійного руйнування. Із збільшенням швидкості удару дискретних часток об перешкоду і діаметра часток на обтічній поверхні реалізуються або режим еrozійного руйнування, або адгезійного прилипання.

ВВЕДЕНИЕ

Активное изучение гетерогенных потоков началось в 1970-х гг. Частицы попадают в газовый поток за счет естественных и искусственных причин. В атмосфере Земли и других планет всегда есть пыль или облака, содержащие жидкие (дождь) или твердые (снег, град) частицы. Поэтому испытания материалов для ракетно-космической техники, например теплозащитных, необходимо проводить не только в рамках моделирования теплового, но эрозионного воздействия гетерогенного газового потока. В последнее время на пути дальнейшего развития авиационно-космической техники и энергетики всё более чётко вырисовывается препятствие, которое по аналогии со звуковым и тепловым называют барьером эрозионным.

Мельчайшие частицы пыли и влаги оказались мощным разрушителем для сверхпрочных материалов. Не только скорость удара, но и многократность соударений отличают эрозию в гетерогенных потоках от всех других видов нагрузления. Возможно, именно этим объясняется отсутствие явной связи интенсивности эрозионного разрушения с любым из известных параметров теории упругости и пластичности.

Гетерогенные потоки обладают исключительной способностью к разрушению. Линейная скорость разрушения (или скорость уноса массы) обтекаемого тела может увеличиться в несколько раз, если концентрация частиц в них достигнет уровня 1 %. Важно и то, что эрозия начинается уже при скорости гетерогенного потока 100–200 м/с. Эти цифры на порядок меньше порога теплового барьера для неохлаждаемых металлических конструкций.

Механизм эрозионного разрушения складывается из многих элементарных физических процессов. В связи с этим весьма полезным на начальном этапе оказалось выявление неких границ или «порогов», по достижении которых можно пренебречь влиянием тех или иных факторов и использовать более простые функциональные соотношения. Созданная за последние четверть века экспериментальная база имела ограничения как по воспроизводимому уровню скорости полёта частиц (центрифуги), так и по их размерам (газодинамические генераторы). Для субмикронного диаметра частиц ограничения были связаны с возможностями техники оптических измерений. Разгон частиц до скоростей 1000 м/с требовал новых способов профилирования и оптимизации газодинамических сопел.

Именно по причине несовершенства экспериментальной и диагностической базы пробле-

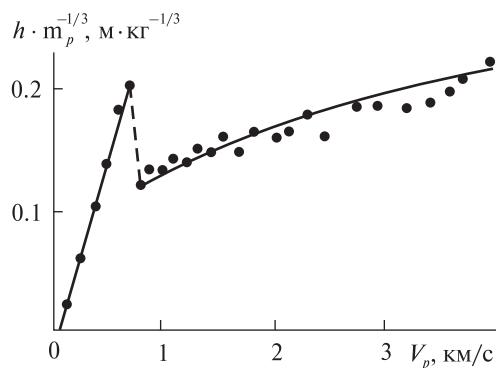


Рис. 1. Зависимость глубины h кратера от скорости V_p удара стального шара по преграде

мы напыления в гетерогенных потоках вышли на первый план только в последнее десятилетие. Этому способствовало создание кооперации академической и вузовской науки. Данная работа содержит описание части результатов, полученных в работах [1, 3].

ДИНАМИКА КРАТЕРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ УДАРЕ ОДНОЧНОЙ ЧАСТИЦЫ

Внедрение одиночных частиц в преграду исследовано в артиллерии в диапазоне скоростей от сотен метров в секунду до нескольких километров в секунду. На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость глубины кратера от скорости удара V_p в случае соударения стальных шаров по свинцовой преграде. В области малых скоростей

V_p глубина кратера h линейно увеличивается по мере увеличения V_p . Максимум глубины h соответствует $V_p \approx 0.7$ км/с. Начиная с этого значения скорости V_p ударник деформируется, увеличивается площадь его миделевого сечения, что сразу отражается на глубине внедрения.

При $V_p > 0.8$ км/с зависимость глубины кратера от скорости удара приобретает нелинейный характер. За этим порогом на поверхности контакта частицы с преградой развивается давление, многократно превышающее предел текучести обоих материалов (ударника и преграды). Внутри преграды образуется кратер, по стенкам которого растекается материал ударника в виде полой трубки (или плёнки). Температура в зоне контакта частицы с преградой будет зависеть от интенсивности процессов теплопередачи. Как будет показано далее, важную роль играет размер ударяющих частиц и кратность соударений (концентрация частиц в набегающем потоке).

При введении в поток частиц бронзы с диаметром $d_p = 100$ мкм их осаждение на преграде не наблюдалось даже при скорости $V_p = 750$ м/с. В то же время частицы алюминия с $d_p = 10$ мкм закреплялись внутри кратера (т. е. от эрозии перешли в фазу напыления) при $V_p \approx 550 \dots 600$ м/с. В этом же направлении смещается граница раздела между эрозией и напылением при увеличении числа частиц или их концентрации в гетерогенном потоке.

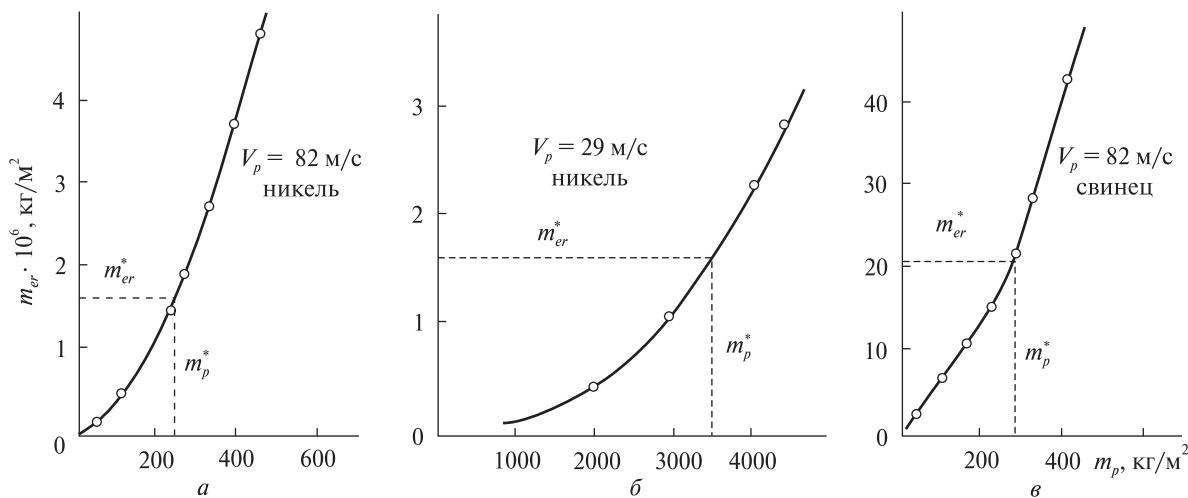


Рис. 2. Зависимость массы унесенного вещества от массы выпавших частиц для пластин из никеля (а, б) и свинца (в)

МОДЕЛИ ЭРОЗИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ

Под термином «эрэзионное разрушение» подразумевается процесс уноса массы какого-либо материала (преграды) под действием потока падающих дисперсных частиц, которые могут быть как жидкими, так и твердыми.

Многократное воздействие частиц на разрушающую поверхность складывается из последовательных ударов одиночных частиц. Однако между одиночными и множественными соударениями есть принципиальные различия, которые исключают прямое сравнение их по любому физическому параметру.

Даже при постоянной скорости удара о поверхность преграды V_p при многократных воздействиях скорость уноса массы постепенно увеличивается, пока не достигнет некоего установившегося значения. Масса m_p^* частиц, которую необходимо затратить на установление процесса эрозионного разрушения в основном зависит только от скорости удара V_p , так что величина кинетической энергии $(m_p^* \cdot V_p^2)/2 = a^* = \text{const} \sim 1 \text{ МДж}/\text{м}^2$ мало изменяется в экспериментах с различными материалами. Масса унесенного слоя преграды m_{er}^* за весь процесс установления зависит от энталпии эрозионного разрушения H_{er} :

$$m_{er}^* \cdot H_{er} = \frac{m_p^* \cdot V_p^2}{2}.$$

На рис. 2 и 3 схематично показано, как происходит процесс установления эрозионного разрушения при постоянных скоростях удара V_p и диаметрах частиц d_p .

Здесь интересно отметить аналогию процессов установления постоянной скорости уноса массы при тепловом и эрозионном разрушении. В процессе теплового разрушения материала, как и при эрозионном уносе массы, также есть достаточно четкая граница между нестационарным и установленвшимся режимами (рис. 4). При тепловом разрушении значительная часть входящего в тело тепла (энергии) отводится за счет теплопроводности вглубь материала. Поэтому говорить о постоянном для всех случаев количестве энергии (1 МДж/м²) не имеет смысла. Однако оценки [2]

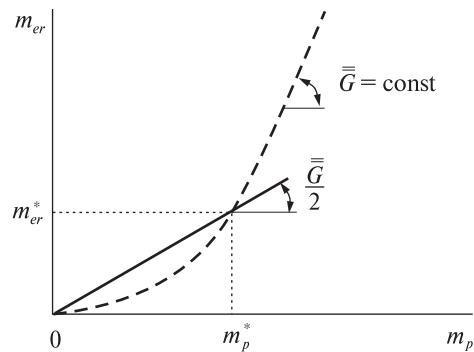


Рис. 3. Зависимость массы унесенного вещества от массы выпавших частиц m_p при $V_p = \text{const}$

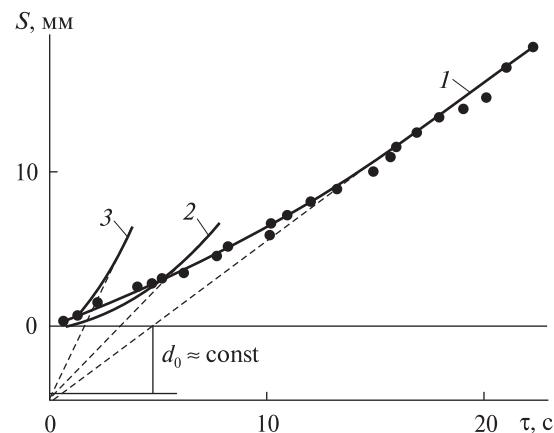


Рис. 4. Зависимости линейного уноса S графита от времени нагрева в диапазоне давлений 0.15—5 МПа: 1 — тепловой поток $q_k = 52 \text{ МВт}/\text{м}^2$, энталпия торможения $I_e = 42 \text{ МДж}/\text{кг}$, давление торможения $P_e = 0.154 \text{ МПа}$, скорость линейного уноса $\bar{V}_\infty = 1 \text{ мм}/\text{с}$; 2, 3 — данные работы [5]; 2 — $q_k = 90.85 \text{ МВт}/\text{м}^2$, $I_e = 16.3 \text{ МДж}/\text{кг}$, $P_e = 2.5 \text{ МПа}$, $\bar{V}_\infty = 1.46 \text{ мм}/\text{с}$; 3 — $q_k = 113.6 \text{ МВт}/\text{м}^2$, $I_e = 11.5 \text{ МДж}/\text{кг}$, $P_e = 5 \text{ МПа}$, $\bar{V}_\infty = 3.5 \text{ мм}/\text{с}$; кружки — эксперимент [4]

показывают, что по мере уменьшения теплопроводности материала количество тепла, поглощенного за время нестационарного режима, снижается и стремится к значению, полученному при эрозионном разрушении материала. Так, для графита при температуропроводности $a = 16 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ эта величина равна 5.8 МДж/м², а для легированной кварцевой стеклокерамики при $a = 0.65 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ она почти равна величине, установленной для эрозионного разрушения —

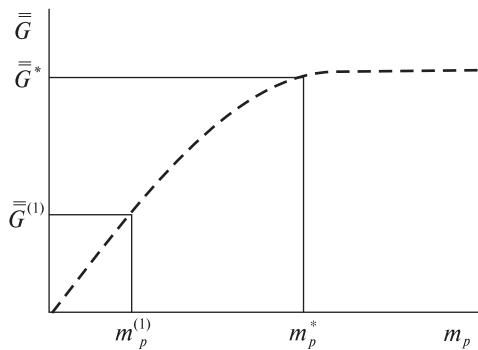


Рис. 5. Зависимость интенсивности $\bar{\bar{G}}$ эрозионного разрушения от массы $m_p^{(1)}$ выпавших частиц

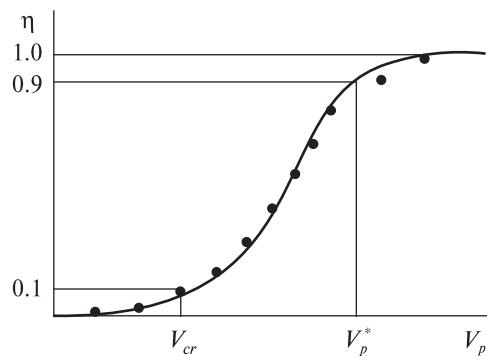


Рис. 6. Относительная доля η энергии разрушения преграды в кинетической энергии удара частиц

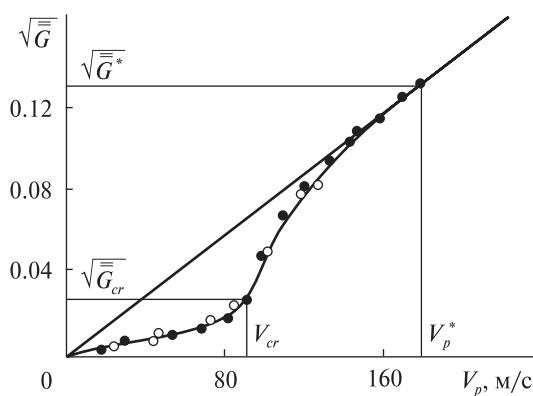


Рис. 7. Зависимость скорости уноса массы алюминиевой преграды от скорости удара крупных и тяжелых частиц ($d_p = 1.58$ мм; $\rho_p = 14500$ кг/м³)

1 МДж/м². Это также подтверждается постоянством параметра нестационарного уноса массы d_0 , который практически зависит только от теплопроводности материала (рис. 4) [4].

На рис. 5 изображена динамика увеличения интенсивности эрозионного разрушения $\bar{\bar{G}}$ в широком диапазоне скоростей соударения частиц V_p с преградой для двух различных случаев: одно- и многократного взаимодействия (в установившемся режиме). Как было показано на рис. 2 и 3, в процессе установления при увеличении массы выпавших частиц интенсивность эрозионного разрушения также растет, но после достижения $m_p = m_p^*$ производная $\frac{dm_{er}}{dm_p} = \bar{\bar{G}}$ стабилизируется.

При этом из баланса энергии следует:

$$\eta(m_p V_p^2)/2 = m_{er} H_{er} \text{ или } \bar{\bar{G}} = \eta \frac{V_p^2}{2H_{er}}.$$

Здесь введен новый параметр η – коэффициент преобразования кинетической энергии удара частицы в энергию разрушения материала преграды. Чем меньше скорость удара V_p , тем больше та часть кинетической энергии частицы, которая успевает рассеяться в виде упругих колебаний в преграде и, в конце концов, переходит в тепло. Наоборот, при большой скорости V_p преобладают процессы разрушения над диссипацией энергии в неповрежденной части материала преграды ($\eta \rightarrow 1$). Зависимость η от V_p имеет асимптотический характер (рис. 6). В качестве подтверждения этой модели эрозионного разрушения на рис. 7 представлена экспериментальная зависимость скорости уноса массы алюминиевой преграды $\bar{\bar{G}}$ от скорости соударения с потоком твердых частиц диаметром $d_p = 1.58$ мм и плотностью $\rho_p = 14500$ кг/м³.

Важно отметить, что на рис. 7 чётко проявились три участка изменения интенсивности эрозии $\bar{\bar{G}}_w$ с увеличением скорости удара частиц V_p . В первом диапазоне $V_p < V_{cr}$ скорость уноса массы $\bar{\bar{G}}$ в пределе только достигает уровня 10^{-3} . Здесь в процессе ударного взаимодействия превалируют силы упругости, а параметр V_{cr} можно принять за критическую скорость или нижнюю границу эрозионного разрушения.

Переходный участок $V_{cr} \leq V_w < V_p^*$ интересен для практических приложений прежде всего резким увеличением темпов возрастания интенсивности эрозионного разрушения. Практически двукратное увеличение скорости удара \bar{V}_p приводит к увеличению интенсивности \bar{G} в 100 раз. После достижения второго «порогового» уровня скорости $V_p = V_p^*$ устанавливается так называемый режим гидродинамического разрушения, где справедливым будет квадратичный закон интенсивности эрозионного разрушения: $\bar{G} = V_p^2 / (2H_{er})$ с постоянной эффективной энталпийей эрозионного разрушения H_{er} . Резкий излом кривой $\bar{G} = f(V_p)$ при достижении критической скорости V_{cr} является удобным способом для экспериментального определения этой величины. Доказано на практике, что второе пороговое значение V_p^* вдвое превышает критическое V_{cr} , а также то, что при меньших значениях скоростей удара $V_p \leq V_{cr}$ интенсивность эрозии пренебрежимо мала ($G < 10^{-3}$).

Вернемся к анализу зависимостей для одиночного удара и сравнению их с теми, что установлены для многократных соударений. Формально можно вместо геометрических размеров кратера ввести энергетические – эффективную энталпию $H_{er}^{(1)}$, затраченную на его образование. Масса $m_p^{(1)}$ выброшенного из кратера материала препятствия рассчитывается как отношение массы m_p частицы-ударника к площади S_p её миделя:

$$m_p^{(1)} = m_p / S_p = (2/3)\rho_p d_p.$$

Теперь нетрудно получить отношение эффективных энталпий однократного и группового (установившегося) разрушений

$$H_{er}^{(1)} / H_{er} = (m_p^{(1)} / m_p^*) = \bar{G}(1) / \bar{G}(m_p^*) = 1 + m,$$

где $m = m^{(1)} / m_p^* = \rho_p d_p V_p^2 / (3a^*)$, $a^* \approx 1 \text{ МДж/м}^2$.

Как видим, воздействие потоков частиц и одиночной частицы различаются как количественно, так и качественно.

На рис. 8 показано, что для всех частиц с размерами меньше некоторого значения $d_p < d_p^* = 3a^*/(\rho_p V_p^2)$ эффективная энталпия $H_{er}^{(1)}$ оказывается выше установившегося значения H_{er} . Пропорционально уменьшается повреждение препятствия или размер кратера.

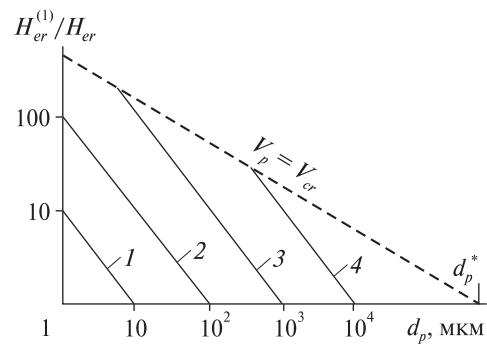


Рис. 8. Отношение значений эффективной энталпии эрозионного разрушения при одно- и многократном (установившемся) процессе ($\rho_p = 3000 \text{ кг/м}^3$): 1 – $V_p = 10 \text{ км/с}$, 2 – $V_p = 3 \text{ км/с}$, 3 – $V_p = 1 \text{ км/с}$, 4 – $V_p = 0.3 \text{ км/с}$

Критическая скорость $V_{cr}^{(1)}$ начала разрушения при однократном ударе в отличие от ранее введенного V_{cr} зависит не только от величины H_{er} , но и от размера частицы (масштабный эффект):

$$\frac{V_{cr}^{(1)}}{V_{cr}} = \sqrt{\frac{H_{er}^{(1)}}{H_{er}}} = \sqrt{V_{cr}^{0.5} \left[3a^*/(\rho_p d_p) \right]^{0.5}}.$$

Эта закономерность удовлетворительно подтверждается экспериментально.

УСЛОВИЯ НАПЫЛЕНИЯ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТЬ МАТЕРИАЛОВ

Анализ большого объема экспериментов с высокоскоростными гетерогенными потоками позволил сделать вывод о том, что в зависимости от ряда параметров, среди которых главными являются скорость ударного взаимодействия дискретных частиц о препятствие и диаметр частиц, на обтекаемой поверхности реализуются либо режим эрозионного разрушения, либо адгезионного прилипания (напыления).

В процессе высокоскоростного удара одно или оба соударяющихся тела могут внедряться друг в друга, разлетаться в виде осколков, распыляться либо вступать в адгезионную связь. Как показали результаты численного моделирования, для частиц с диаметром $d_p < 50 \text{ мкм}$ важны процессы теплопередачи за время контакта, причем в вязком пограничном слое формируется тонкий слой расплавленного металла. Между атомами

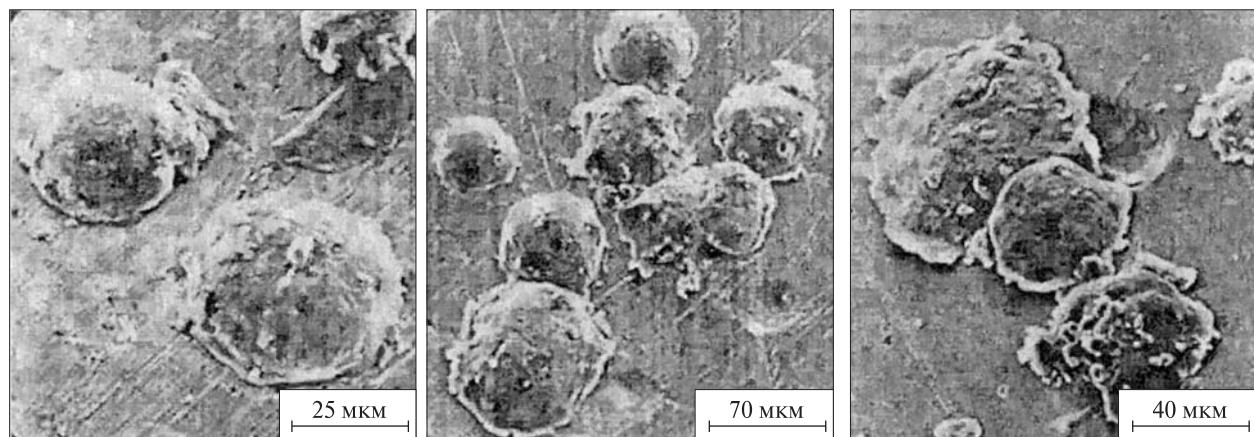


Рис. 9. Микрофотографии медной подложки после взаимодействия с ней частиц алюминия ($d_p = 30$ мкм): $a - V_p = 625$ м/с; $b - V_p = 730$ м/с; $c - V_p = 850$ м/с

материалов частицы и подложки образуются адгезионные связи, которые стремятся закрепить частицы на поверхности. Параллельно происходит процесс перекачки части кинетической энергии частицы в упругую, которая впоследствии стремится оторвать частицу от поверхности подложки.

На рис. 9 показаны микрофотографии медной подложки после взаимодействия с ней частиц алюминия, диаметр которых $d_p = 30$ мкм. После увеличения скорости удара V_p до 850 м/с на под-

ложке наряду с кратерами от отраженных частиц начинают появляться отдельные закрепившиеся частицы.

Взвешивание моделей показало, что из общей массы выпавших частиц доля закрепившихся на поверхности преграды стремится к 50 %. Для различных металлов (Al, Cu, Ni) скорость ударного взаимодействия, при которой происходит напыление, составляет 500—700 м/с.

Использование воздушной струи при комнатной температуре $T_0 = 300$ К не обеспечивает формирование пленочных покрытий, достаточной плотности и адгезионной прочности. Для увеличения скорости газовой струи, а следовательно, и скорости частиц было предложено подогреть воздух на 100—200 °C (рис. 10).

Вследствие некоторого изменения свойств материала частиц с увеличением температуры этот прием дал положительный эффект. Важно, что при этом химического влияния на материалы (окисления) и уменьшения адгезионной прочности не произошло.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Анализ представленных результатов позволяет сделать вывод о том, что ударное взаимодействие гетерогенных потоков с преградой в зависимости от скорости и диаметра частиц реализуется на поверхности преграды либо в виде эрозионного разрушения, либо адгезионного осаждения (напыления).

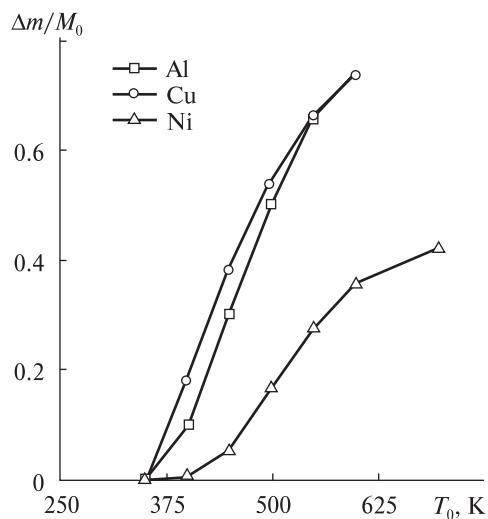


Рис. 10. Зависимость коэффициента напыления порошков металлов с $d_p = 30$ мкм и предварительным подогревом воздуха

2. Для обоих процессов эрозионно-адгезионного взаимодействия обнаружены пороговые скорости взаимодействия частиц с обтекаемой преградой, при которых происходит смена режимов.

3. Установлено наличие инкубационного периода взаимодействия частиц с преградой, в процессе которого происходит установление интенсивности соответствующего процесса при неизменной скорости удара.

1. Михатулин Д. С., Полежаев Ю. В., Ревизников Д. Л. Теплообмен и разрушение тел в сверхзвуковом гетерогенном потоке. — М.: Янус-к, 2007. — 392 с.
2. Полежаев Ю. В., Фролов Г. А. Термовое разрушение материалов. — Киев: Академпериодика, 2006. — 354 с.
3. Эванс А., Рафф А., Видерхорн С. И. и др. Эрозия. — М.: Мир, 1982. — 464 с.
4. Frolov G. A. The constant of thermal destruction and its role in the processes of heating and entrainment of mass of a material // J. Eng. Phys. and Thermophys. — 2004. — 77, N 3.— P. 489—520.

5. Williamson R. A., Rinehart W. A., Williams R. R. Lazer activated, model surface recession compensator system for testing ablative materials // J. Space-craft and Rocket. — 1973. — 10, N 10. — P. 1—6.

Надійшла до редакції 25.10.10

Yu. V. Polezhaev, D. S. Mikhatalin, G. A. Frolov

INTERACTION OF SUPERSONIC
HETEROGENEOUS STREAMS
WITH SOLID BODY SURFACE

Some physical processes during erosive destruction are considered for a single particle impact and for repeated actions of particles on a destroyed surface. It is shown that there are basic differences between single and repeated collisions and because of this they can not be directly compared by any physical parameter. Some models for erosive destruction of materials are presented. Three sites of erosive destruction are determined. As the velocity of a discrete particle impact on an obstacle and a particle's diameter increase, either the erosive destruction or adhesive sticking is realized on a streamline surface.

УДК 629.78

Н. М. Дронь, Л. Г. Дубовик, А. И. Кондратьев, П. Г. Хорольский

Дніпропетровський національний університет ім. Олеся Гончара

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА СТОИМОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫВЕДЕНИЯ НА ТРЕБУЕМУЮ ОРБИТУ КОСМИЧЕСКИХ МУСОРОСБОРЩИКОВ

Наводяться результати розрахунків вартісних характеристик виведення на орбіту спеціального низкоорбітального сміттєзбирального космічного апарату залежно від варіанту маневру виведення. Критерієм оцінки цих характеристик є оптимальна вартість виведення одиниці маси апарату і одиниці його корисного навантаження, розраховані для ряду найпотужніших ракет-носіїв.

Основываясь на данных НАСА [5], можно считать, что в настоящее время в космосе летает свыше 8000 т космического мусора (КМ). Это все искусственные объекты и их фрагменты в космосе, которые уже неисправны, не функционируют и никогда не смогут служить полезным целям, но являются опасным фактором, воздействующим на функционирующие космические аппараты. При неконтролируемом спуске с орбиты и неполном сгорании в атмосфере материалы этих объектов также могут представлять прямую опасность и для Земли.

Поскольку на данный момент времени эффективных практических мер по уничтожению космического мусора нет, в условиях техногенного загрязнения космического пространства задача обеспечения безопасности космических полетов и снижения опасности для объектов на Земле является весьма актуальной.

РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ

Для очистки от космического мусора низких околоземных орбит предлагается специальный низкоорбитальный мусорособирающий космический аппарат, оснащенный системой сбора и удаления мелких частиц КМ с использованием тормозной двигательной установки (ТДУ) [4]. Принцип работы аппарата состоит в следующем. Одним из известных способов космический му-

соросборщик (КМС) выводится на наиболее зараженную космическим мусором «высокую» орбиту [3], разворачивается входящий в его состав пассивный элемент для улавливания мелких частиц космического мусора (ПУЭ), включается ТДУ, после чего КМС спускается до «низкой» орбиты и сгорает в атмосфере Земли. ПУЭ может быть представлен в виде способной складываться полой сферы определенной жесткости. По мере уменьшения высоты улавливающий элемент захватывает мелкий КМ, если его частицы пробивают оболочку ПУЭ, или снижает скорость этих частиц, если они не проникают внутрь ПУЭ или пробивают его насквозь. Впоследствии эти частицы КМ также теряют высоту и, достигая плотных слоев атмосферы, сгорают.

При выборе проектных параметров данных космических мусоросборщиков необходимо исходить из условия обеспечения максимальной эффективности выполнения целевой задачи с дополнительным учетом стоимостных характеристик, в частности стоимости выведения КМС на требуемую орбиту.

Целью данной работы является сравнительная оценка удельных стоимостных характеристик выведения на требуемую орбиту космического мусоросборщика в целом и полезной нагрузки, входящей в его состав, в зависимости от варианта маневра выведения.

Под удельной стоимостью выведения КМС подразумевается отношение стоимости пуска

ракеты-носителя (РН) вместе с разгонным блоком (РБ), если последний применяется, к массе КМС. Для полезной нагрузки стоимость пуска РН с РБ относится к массе полезной нагрузки. В качестве полезной нагрузки принимается элемент конструкции КМС, улавливающий космический мусор, основой которого является ПУЭ.

Для выведения космического мусоросборщика на требуемую «высокую» орбиту рассмотрены следующие варианты маневра.

- Вариант 1 — вывод КМС с помощью ракеты-носителя на промежуточную орбиту и довыведение его на требуемую орбиту посредством разгонного блока с жидкостной ракетной двигательной установкой (ЖРДУ) большой тяги.

- Вариант 2 — вывод КМС ракетой-носителем непосредственно на требуемую орбиту.

- Вариант 3 — вывод КМС с помощью РН на промежуточную орбиту и довыведение его на требуемую орбиту посредством разгонного блока с электроракетной двигательной установкой (ЭРДУ).

- Вариант 4 — вывод КМС с помощью РН на промежуточную орбиту и довыведение его на требуемую орбиту с помощью жидкостного ракетного двигателя малой тяги (ЖРДМТ).

Для всех вариантов маневра выведения в качестве тормозной двигательной установки принимается ЭРДУ.

В качестве названных орбит приняты круговые орбиты высотой 200 км (промежуточная), 1200 км (высокая) и 500 км (низкая).

Расчеты проводились для ряда наиболее мощных ракет-носителей, которые можно использовать для выведения КМС на необходимую орбиту. Их стоимость приведена в таблице [5].

Оценка массовых характеристик КМС проводилась в зависимости от маневра его выведения на требуемую орбиту.

В первом и четвертом вариантах масса КМС определялась из выражения

$$M_{\text{КМС}} = M_0 - M_T - M_{\text{РБ}_{\text{сух}}},$$

где M_0 — грузоподъемность РН на круговой орбите высотой 200 км; M_T — запас топлива ЖРДУ, расходуемого на переход с орбиты высотой 200 км на орбиту высотой 1200 км; $M_{\text{РБ}_{\text{сух}}}$ —

масса обтекателя и сухая масса РБ, включающая массу конструкции ЖРДУ.

В втором варианте для определения массы КМС на орбите 1200 км использовались спарочные данные, приведенные в [6], при предположении, что в идеальном случае масса КМС равна грузоподъемности РН на высоте 1200 км.

В третьем варианте при использовании ЭРДУ для перевода КМС с орбиты высотой 200 км на орбиту высотой 1200 км масса космического мусоросборщика находилась из выражения

$$M_{\text{КМС}} = M_0 - M_{\text{РТ}_{\text{ЭРД}}} - M_{\text{РБ}_{\text{сух}}},$$

где $M_{\text{РТ}_{\text{ЭРД}}}$ — запас топлива ЭРД для перевода КМС с орбиты 200 км на орбиту высотой 1200 км; $M_{\text{РБ}_{\text{сух}}}$ — сухая масса РБ, включающая массу конструкции ЭРДУ.

Масса полезной нагрузки $M_{\text{ПН}}$ определялась из уравнения баланса массы КМС [2].

Стоимость разгонного блока $C_{\text{РБ}}$ для всех вариантов маневра выведения (кроме второго) определялась в общем виде по формуле [1]

$$C_{\text{РБ}} = C_{\text{удк}}(M_{\text{РБ}} - M_T) + C_T,$$

где $C_{\text{удк}}$ — стоимость единицы сухой массы разгонного блока (принималась 32 дол./кг [1]), $M_{\text{РБ}}$ — начальная масса РБ, M_T — масса запасенного топлива ЖРДУ (первый и четвертый варианты) или рабочего тела ЭРДУ (третий вариант), C_T — стоимость запасенного топлива.

Для первого и четвертого вариантов стоимость запасенного топлива равна

$$C_T = C_{\text{уджрд}} \cdot M_T,$$

для третьего варианта —

$$C_T = C_{\text{удэрд}} \cdot M_{\text{РТ}_{\text{ЭРД}}},$$

где $C_{\text{уджрд}}$ — стоимость единицы массы топли-

Стоимость выведения КМС на необходимую орбиту

Название РН	Страна-разработчик	Стоимость пуска РН, млн дол.
«Delta-4H»	США	150.0
«Зенит-3»	Украина	40.0
«Arian-42L»	Франция	67.5
«Циклон-3»	Украина	12.5
«Икар-2»	Россия	8.0
«Космос»	Россия	10.0

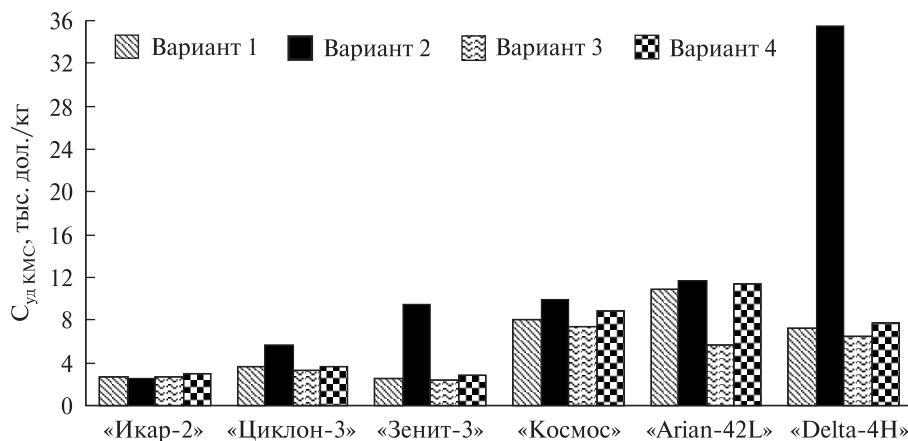


Рис. 1. Удельная стоимость выведения КМС на требуемую орбиту для различных вариантов маневра

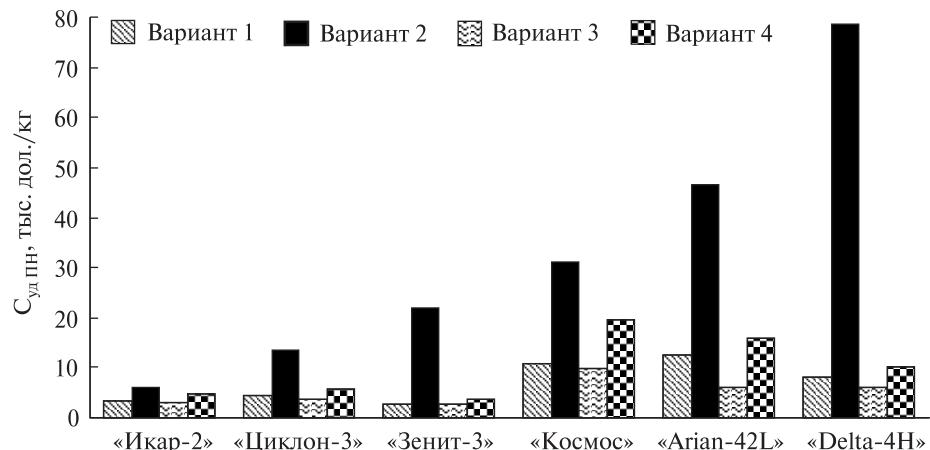


Рис. 2. Удельная стоимость выведения на требуемую орбиту полезной нагрузки для различных вариантов маневра

ва ЖРДУ (принималась 10 дол./кг [1]), $C_{уд_{\text{ЭРД}}}$ — стоимость единицы массы рабочего тела ЭРДУ (принималась 1000 дол./кг [1]).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

На рис. 1 приведены диаграммы удельной стоимости выведения КМС на требуемую орбиту, а на рис. 2 — удельной стоимости выведения его полезной нагрузки для всех вариантов маневра и всех рассмотренных РН.

Как видно из рис. 1, для всех рассмотренных РН удельная стоимость выведения КМС не превышает 36 тыс. дол. за килограмм конструкции. Для всех РН (кроме «Икар-2») наиболее дорогим оказывается второй вариант — выведение КМС на требуемую орбиту с помощью двигателей ракеты. В остальных вариантах удельная стоимость

выведения единицы массы КМС практически почти одинакова для всех рассмотренных РН (за исключением «Космос» и «Arian-42L»).

Из диаграмм удельной стоимости выведения полезной нагрузки КМС (рис. 2) видна еще более значительная разница в результатах расчетов для второго варианта маневра выведения КМС по сравнению с остальными вариантами, что указывает на нерациональность использования данного маневра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Вариант с выведением КМС на требуемую орбиту непосредственно РН значительно проигрывает остальным как по удельной стоимости

выведения мусоросборщика, так и по удельной стоимости выведения его полезной нагрузки, что подтверждает общезвестный факт.

Удельная стоимость выведения единицы массы КМС и единицы массы его полезной нагрузки за исключением РН «Космос» и «Arian-42L» практически почти одинаковы для остальных рассмотренных РН и вариантов маневра выведения, кроме второго.

1. Виноградов В. Н., Мурашко В. М. Анализ экономической эффективности альтернативного ряда электроракетных двигательных установок при выполнении транспортных операций в космосе // Космонавтика и ракетостроение. — 2002. — № 4. — С. 142—159.
2. Кондратьев А. И., Хорольский П. Г., Дубовик Л. Г. Методика расчета тяговых и энергомассовых характеристик мусорособирающего космического аппарата с электродвигательной установкой // Авиационно-космическая техника и технология. — 2009. — № 10 (67). — С. 82—84.
3. Микиша А. Н., Рыхлова Л. В., Смирнов М. А. Загрязнение космоса // Вестник РАН. — 2001. — 71, № 1. — С. 26—31.
4. Шевцов А. В., Макарова А. С. Мелкий космический мусор. Анализ развития и способы борьбы // Косміч-

на наука і технологія. Додаток. — 2002. — 8, № 1. — С. 176—179.

5. Eichler P., Reynolds R., Bade A., Johnson N. Historical evolution and current status of the number and mass of objects in Earth orbit // The Orbital Debris Quarterly News. NASA JSC Houston. — 1998. — 3, N 4.
6. Isakowitz S. J. International reference guide to space launch systems. Second Ed. — Washington: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1991. — 341 p.

Надійшла до редакції 22.02.10

*N. M. Dron, L. G. Dubovik,
A. I. Kondratyev, P. G. Horolsky*

**COMPARATIVE ESTIMATE OF COST
CHARACTERISTICS FOR THE INJECTION
OF SPACE DEBRIS CLEANERS INTO
THE WANTED ORBIT**

We present our results of calculations of the cost characteristics for the injection of a special low-orbit debris collector space vehicle into a wanted orbit in relation to a variant of the orbital injection maneuver. An comparative estimate of the characteristics are made. As the criterion for the estimate, we consider the optimum costs for the orbital injection of a mass unit of this vehicle and a unit of its payload which are calculated for a number of the most powerful carrier rockets which can be used for solving the given space problem

УДК 521.9 (083.8) + 521.91

П. Н. Федоров¹, В. С. Ахметов¹, А. В. Шульга²

¹Науково-дослідний інститут астрономії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, Харків

²Науково-дослідний інститут «Миколаївська астрономічна обсерваторія», Миколаїв

ОПОРНЫЕ СИСТЕМЫ КООРДИНАТ В СОВРЕМЕННОЙ АСТРОМЕТРИИ

Коротко викладено основні принципи побудови сучасних опорних систем координат в астрометрії. Приведено характеристики основних каталогів, які реалізують систему ICRS. Виконано порівняння власних рухів каталогів UCAC3 та PPMXL з каталогом XPM, який є незалежною реалізацією системи ICRS в оптичному та близькому інфрачервоному діапазонах. Зроблено висновок, що за опорну систему для більшості фундаментальних і прикладних метрологічних задач необхідно використовувати каталог XPM, як найточніший у випадковому та систематичному відношенні.

ВВЕДЕНИЕ

Все явления природы происходят в реальном физическом мире — пространстве-времени. Моделью такого мира является пространство событий — четырехмерное многообразие с определенной метрической структурой. Любое явление, в том числе и астрономическое, которое происходит в определенный момент времени в некоторой точке трехмерного пространства, обычно принято называть элементарным событием и изображать точкой в пространстве событий. Если каждому такому событию поставить в соответствие взаимно однозначным образом четверку чисел, то их можно назвать координатами события. Конкретный способ такого отображения называется пространственно-временной системой координат ПВСК (в англоязычной литературе этому понятию соответствует термин — Reference System (RS), или теоретическая система отсчета) и представляет собой объединение временной координаты (ВК) и трехмерной пространственной системы координат (ПСК). ПВСК создается физиками и представляет собой абстрактную математическую конструкцию — идеальную систему координат, которая в рамках различных физических теорий наделяется различными физическими свойствами. В зависимости от различных физических теорий в про-

странстве событий могут быть реализованы различные ВК и ПСК.

В отличие от пространственно-временной системы координат, которая ничем не закреплена в космическом пространстве, пространственно-временная система отсчета — ПВСО (в англоязычной литературе — Reference Frame (RF), или опорная система отсчета) создается астрономистами и является практической реализацией ПВСК, не совпадающей с ней. Практическая реализация подразумевает выбор конкретной физической модели, в рамках которой выполняется построение реализации временной координаты в виде стандартных шкал времени и реализации пространственной системы отсчета, выбор метода наблюдений и их обработки, а также выбор опорных объектов (реперов), чьи пространственные координаты на некоторую эпоху в уже выбранной шкале времени известны. В зависимости от того, какие объекты выступают реперами и каков уровень теоретических знаний о них, реализации могут быть получены разными методами. Если реперами служат звезды, обладающие собственным движением, то их фиксация в пространстве выполняется так называемым кинематическим способом. Учет изменения пространственных координат со временем может осуществляться на основе теорий движения тел Солнечной системы. Такой подход называется динамическим методом. В случае использования внегалактических источников в

качестве реперов постулируется, что эти объекты не имеют вращательного компонента в своем движении, а соответствующий метод принято называть геометрическим.

ICRS В РАДИОДИАПАЗОНЕ

На рубеже XX—XXI веков в астрономии в качестве стандарта была введена новая система координат, получившая название ICRS (International Celestial Reference System) [5]. Она сменила прежнюю систему координат, которая была реализована каталогом FK5. Преимущества перехода к новой системе отсчета очевидны и обусловлены двумя обстоятельствами. Во-первых, это использование в качестве реперов квазаров, у которых даже в случае равенства их лучевых скоростей тангенциальным собственные движения не будут превышать десятков микросекунд дуги в год. Во-вторых, новая система координат не связана с экватором Земли и таким образом перестает быть зависимой от его нутационно-прецессионного движения. Первоначальная реализация этой системы координат получила название ICRF (International Celestial Reference Frame) и была реализована в полосах S (13 см) и X (3.6 см) радиодиапазона. Каталог радиоположений ICRF вместе со шкалами TDB и TDT есть реализацией барицентрической ПВСК в рамках ОТО, поскольку при его построении были учтены некоторые релятивистские эффекты. Реализация получена геометрическим методом, так как направления осей ICRF фиксируется положениями 608 реперов — точечных внегалактических радиоисточников, выведенных из наземных РСДБ наблюдений с точностью порядка 1 миллисекунды дуги (мсд). Следующая реализация ICRS, названная ICRF2, была представлена на Генеральной ассамблее МАС в 2009 г. В связи с этим ГА приняла резолюцию В3, предусматривающую введение ICRF2 с 01.01.2010 г. Каталог ICRF2 содержит положения 3414 компактных внегалактических радиоисточников с порогом ошибки 0.05—0.1 мсд [16].

ICRS В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Однако прямое использование системы ICRF при позиционных наблюдениях в видимом и лю-

бом другом диапазонах практически невозможно из-за малого количества опорных объектов и их низкой светимости. Поэтому для оптического диапазона был создан аналог ICRF на основе результатов измерений, выполненных на борту космического аппарата HIPPARCOS, получивший название HCRF (Hipparcos Celestial Reference Frame). Средняя точность положений звезд каталога на среднюю эпоху наблюдений J1991.25 оценивается значениями 0.6—0.9 мсд, а средняя точность собственных движений — около 1 мсд/год. Подмножество положений и собственных движений каталога HIPPARCOS [19, 26] (около 80 %) представляет собой оптическую реализацию ICRS и так же, как и ICRF, вместе со шкалами TDB и TDT есть реализацией барицентрической ПВСК в рамках ОТО. HCRF была введена в действие решением 24-й Генеральной ассамблеи МАС. Для фиксации осей системы, задаваемой каталогом HIPPARCOS, применяется кинематический метод. В качестве реперов используются звезды с известными на уровне точности примерно 1 мсд/год собственными движениями. Каталог охватывает все небо и содержит яркие звезды с блеском приблизительно до $9''$. При этом точность привязки каталога HIPPARCOS к системе ICRF по координатам оценивается величиной 0.6 мсд, а остаточное вращение системы каталога не превосходит 0.25 мсд/год и может рассматриваться как количественная характеристика инерциальности системы HCRF.

Совершенно очевидно, что для решения очень многих астрометрических задач эту систему необходимо было уплотнять и распространять в слабую область диапазона звездных величин. Отчетливое понимание такой необходимости привело к созданию каталогов ACT [27], TRC [14] и «Tycho-2» [11], выведенных на основе комбинации наземных и космических данных, а затем были выполнены ПЗС наблюдения всего неба и в системе HIPPARCOS/«Tycho-2» получены каталоги UCAC-2 [30] и UCAC-3 [29]. Эти каталоги являются распространителями системы HIPPARCOS на слабые звезды, подобно тому как каталог PPM [21] распространяет систему FK5 примерно на 400 тысяч относительно слабых звезд. В последнее время стал доступным

каталог PPMXL [22], который содержит примерно 900 млн звезд. Он создан на базе каталогов 2MASS [24] и USNO-B1 [18] и содержит положения и собственные движения звезд в системе HIPPARCOS /«Tycho-2».

Таким образом, можно констатировать, что на сегодняшний день система координат в оптическом диапазоне создана и распространена в слабую область приблизительно до $20''$.

ICRS В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ

Наиболее известным каталогом в ближнем инфракрасном диапазоне является каталог 2MASS (The Two Micron All Sky Survey). Его положения даны в системе ICRS, поскольку для их выведения в качестве опорного каталога использовался каталог «Tycho-2». Точность этих положений составляет около 100 мсд. Каталог 2MASS содержит около 471 млн точечных источников, около 1.6 млн протяженных источников и покрывает всю небесную сферу. Для каждой звезды приведены звездные величины J (1.25 мкм), H (1.65 мкм) и K_s (2.16 мкм). При чувствительности ($S/N = 10$) предельные звездные величины составляют: $J = 15.8''$, $H = 15.1''$ и $K_s = 14.3''$.

КРАТКИЙ АНАЛИЗ И СРАВНЕНИЕ КАТАЛОГОВ

Некоторые работы по переопределению вектора вращения системы HCRF, сделанные в последнее время, свидетельствуют о том, что параметры привязки этой системы к ICRF, полученные в работе [13], требуют уточнения. Также уместно заметить, что общепринятая практика использования ярких опорных звезд в задаче распространения системы HIPPARCOS на слабые звезды неизбежно приводит к появлению систематических ошибок типа уравнение блеска, которые заметно искажают собственные движения создаваемых каталогов. Это обусловлено использованием в качестве первых эпох при выведении новых собственных движений данных наблюдений из фотографических обзоров (других просто нет), полученных в 50—80 годы прошлого столетия. Поэтому подавляющее большинство современных каталогов системы HIPPARCOS/«Tycho-2» отягощено заметными систематическими ошибками в собственных движениях.

Важнейшие характеристики современных систем координат мы приводим в таблице. Здесь представлены основные каталоги системы HCRF. Среди каталогов абсолютных собственных движений представлен также каталог XPM, который в отношении собственных движений является независимой реализацией внегалактической опорной квазиинерциальной системы координат в оптическом и ближнем инфракрасном диапазоне. Кроме того, мы выполняем сравнение двух независимых реализаций ICRS (XPM — UCAC3 и XPM — PPMXL) в оптическом диапазоне с целью установления единой опорной системы для множества важнейших приложений. Так, например, в космонавтике для навигации и ориентации космических аппаратов используются астроинерциальные системы, основанные на обработке измерений не только координат одиночных звезд-астроориентиров, но и для систем астроориентации с панорамными приемниками излучения, фиксирующими картину некоторого участка звездного неба. Из сравнения относительного расположения звезд поля в данный момент времени с данными каталога, содержащегося в бортовом компьютере, определяют ориентацию космического аппарата.

Приведенные в таблице значения отражают главным образом случайные ошибки астрометрических и фотометрических параметров. Строго говоря, не все из приведенных каталогов являются опорными системами. Далее мы рассматриваем только три каталога, охватывающих все небо и воспроизводящих систему координат на любой момент времени. Это каталоги UCAC3 и PPMXL, которые покрывают все небо и представляют систему HCRF вплоть до $20''$, а также каталог XPM, представляющий независимую в отношении собственных движений систему координат.

На рис. 1 и 2 приведено сравнение собственных движений общих звезд каталогов XPM, UCAC-3 и PPMXL в отдельных площадках. Очевидно, что в каталоге UCAC-3 внутри полей размером примерно $5 \times 5^\circ$ есть заметные систематические искажения собственных движений. Хотя среднее значение собственных движений

от поля к полю ведет себя достаточно плавно, разрывы на краях полей очень велики и достигают 40 мсд/год. Это не столь важно для кинематических исследований, но очень критично для решения астрометрических задач. Например, при позиционных наблюдениях ИСЗ, потенциально опасных астероидов [23], других тел Солнечной системы наблюдения выполняются последо-

вательными сериями на видимых дугах протяженностью от 5 до 20° с помощью ПЗС-матриц в небольших полях. Наличие систематических искажений поля собственных движений в широко используемых опорных каталогах (USNO A2.0, USNO-B1, UCAC3) приводит в конечном итоге к существенным (до 200—1000 мсд) ошибкам положений космических объектов.

Некоторые характеристики каталогов системы ICRS

Каталоги системы ICRS, количество объектов	Диапазон δ; диапазон блеска	Ошибка положений, мсд; (эпоха)	Ошибка собственных движений, мсд/год	Ошибка блеска
<i>Каталоги системы ICRS</i>				
Tycho-2 [11] 2.5 млн	−90°...+90° $B < 13.5^m$; $V +$	60 (2000.0)	2.5	0.1 ^m
UCAC-2 [30] 48.3 млн	−90°...+40° $R < 16^m$	15—70 (2000.0)	1—7	0.1—0.3 ^m
UCAC-3 [29] 100.8 млн	−90°...+90° $R < 16^m$	15—100 (2000.0)	1—10	0.1—0.3 ^m
USNO-A2.0 [17] 526 млн	−90°...+90° $B < 21^m$; $R +$	500 (средняя эпоха B -, R -наблюдений)	Нет собственных движений	0.5 ^m
USNO-B1.0 [18] 1043 млн	−90°...+90° $B < 22^m$; $R +$; $I +$	200 (2000.0)	Нет оценок	0.3—0.5 ^m
GSC-2.3 [15] 945.6 млн.	−90°...+90° $B < 22.5^m$; $R +$; $I +$	200—500 (эпоха наблюдений)	Нет собственных движений	0.1—0.2 ^m
PPMXL [22] 910 млн	−90°...+90° $V < 20^m$; $R +$; $I +$	80—300 (2000.0)	7—15 (N) 15—30 (S)	0.3—0.5 ^m
NPM-2 [10] 232 тыс.	−23°...+83° $B < 18^m$	200 (2000.0)	6	0.2 ^m
XC-1 [3, 6] 856 тыс.	−90°...+53° $B < 21^m$; $R +$	40 (2000.0)	1—2	0.5 ^m
SPM-3 [9] 10.7 млн	−45°...−25° $V < 17.5^m$	20—150 (1991.25)	2—10	0.2 ^m
SPM-4 [28] 103.3 млн	−90°...−20° $V < 17.5^m$	30—150 (2000.0)	2—10	
2MASS [24] 471 млн	−90°...+90° $J < 14.5^m$; $H +$; $Ks +$	100 (2000.0)	Нет собственных движений	0.03 ^m
<i>Каталоги абсолютных собственных движений</i>				
NPM-1 [12] 149 тыс.	−23°...+90° $B < 18^m$	300 (2000.0)	5	0.2 ^m
Pul-2 [1] 60 тыс.	−5°...+85° $B < 16.5^m$	150—200 (эпоха наблюдений)	5—9	?
GPM [25] 53 тыс.	−25°...+90° $B < 15.5^m$	250 (эпоха наблюдений)	8	0.2—0.25 ^m
SPM-2 [20] 287 тыс.	−45°...−22° $V < 18.5^m$	20—150 (1991.25)	2—5	0.05 ^m
XPM [7, 8] 300 млн	−90°...+90° $B < 22^m$; $R +$; $J +$; $H +$; $Ks =$	100 (N) 100 (S) (2000.0)	3—8 5—10	0.3—0.5 ^m для B и R 0.03 ^m для J , H , и Ks

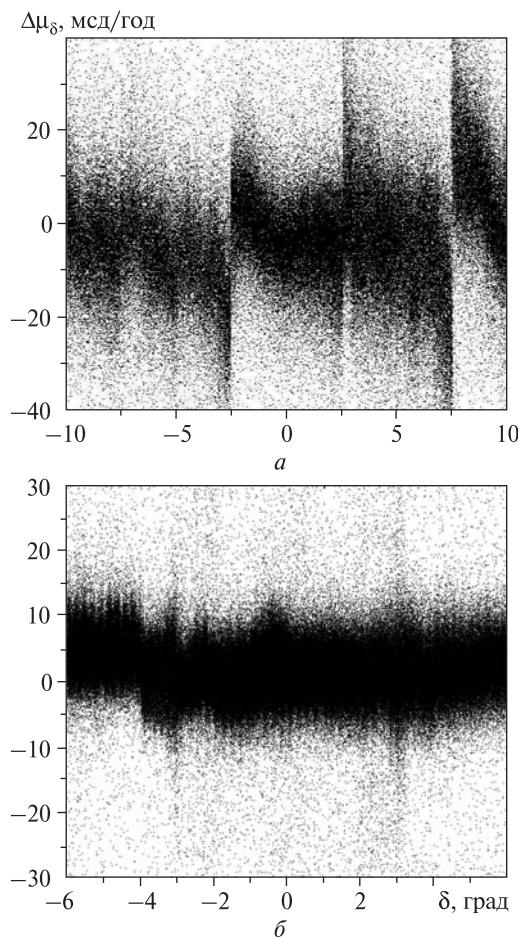


Рис. 1. Значения разности собственных движений по склонению $\Delta\mu_\delta$ для каталогов XPM – UCAC3 (а) и XPM – PPMXL (б) в площадках размером $5 \times 5^\circ$

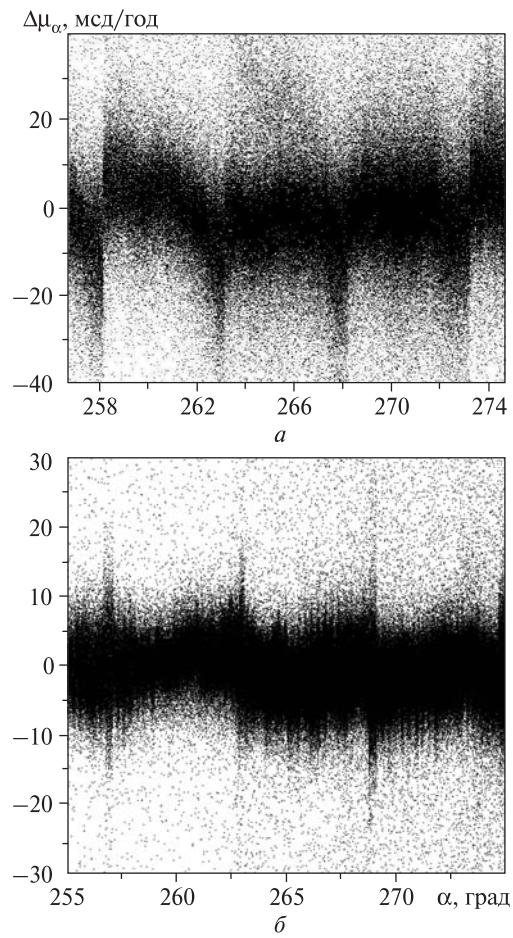


Рис. 2. Значения разности собственных движений по прямому восхождению $\Delta\mu_\alpha \cos\delta$ для каталогов XPM – UCAC3 (а) и XPM – PPMXL (б) в тех же площадках, что на рис. 1

Также хорошо видно, что и собственные движения каталога PPMXL содержат систематические искажения, хотя величина этих искажений заметно меньше, чем в UCAC-3, и достигает 5–10 мсд/год. Поля для сравнения были выбраны случайным образом. В других полях величина искажений бывает в два раза больше. Таким образом, очевидно, что систематические отклонения 5–40 мсд/год на масштабах от 5° до десятков минут есть в обоих каталогах.

В то же время из рис. 3 видно, что собственные движения XPM не имеют таких искажений, и следовательно, этот каталог как опорный является более предпочтительным при позиционных

наблюдениях объектов околоземного космического пространства и потенциально опасных астероидов.

Как описано в работах [7, 8], использование тестов с привлечением положений квазаров показало, что на уровне неопределенности порядка 0.2 мсд/год для северной полусфера и несколько хуже для южной полусфера системы координат, задаваемых каталогом XPM (по крайней мере в области слабее $15''$) является кинематически не врачающейся. В то же время исследование каталогов системы HCRF показывает наличие остаточного вращения примерно 1 мсд/год. Определение параметров взаимного вращения сде-

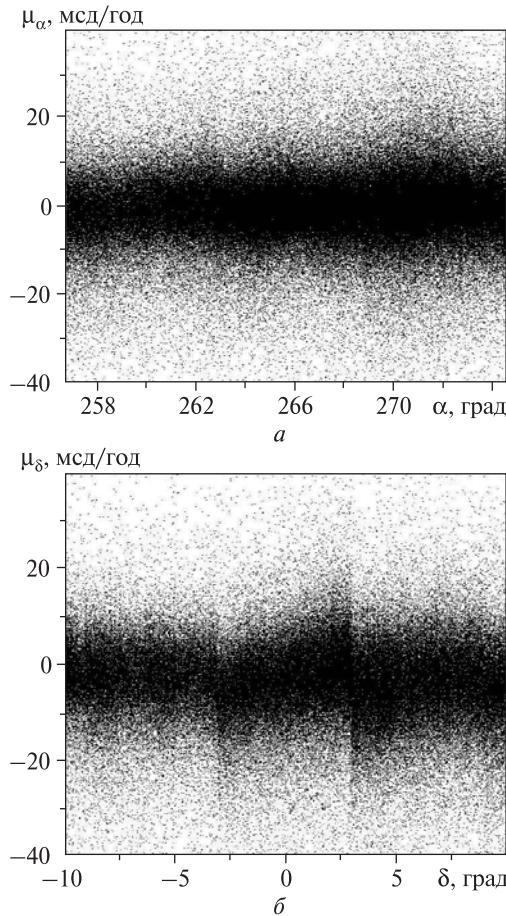


Рис. 3. Значения собственных движений $\mu_\alpha \cos \delta$ (а) и μ_δ (б) для каталога XPM в тех же площадках, что на рис. 1

лано в 2010 г. на основе сравнения слабых звезд XPM и UCAC2 [2]. Оценки составляющих вектора вращения оказались равными $\omega_x, \omega_y, \omega_z = (-0.06 \pm 0.15, 0.17 \pm 0.14, -0.84 \pm 0.14)$ мсд/год. Отметим также оценку угловой скорости вращения системы HIPPARCOS относительно координатных систем, задаваемых эфемеридами DE403 и DE405, которая была получена в работе [4] из анализа наблюдений астероидов: $|\omega| = 0.94 \pm 0.20$ мсд/год, а компоненты найденного вектора оказались равными $\omega_x = 0.12 \pm 0.08$ мсд/год, $\omega_y = 0.66 \pm 0.09$ мсд/год, $\omega_z = -0.56 \pm 0.16$ мсд/год. Этот результат вынуждает сделать вывод о том, что либо динамические теории DE403 и DE405 нуждаются в улучшении, либо система HIPPARCOS нуждается в поправке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданные ПВСО в оптическом, инфракрасном и радиодиапазоне составляют метрологическую основу при решении целого ряда различных задач астрометрии, геофизики, космонавтики и других смежных наук. Приведенное сравнение опорных систем, реализованных каталогами UCAC3, PPMXL и XPM, свидетельствует о том, что на сегодняшний день наиболее точной в случайному и систематическому отношениях в оптическом диапазоне длин волн является система, задаваемая положениями и абсолютными собственными движениями каталога XPM в диапазоне от 14 до 21^m. Эта высоко плотная сетка небесных координат позволяет решать целый ряд прикладных метрологических задач, в том числе самые важные задачи координатно-временного обеспечения страны, так как все навигационные системы привязаны к звездным положениям. Кроме того, каталог XPM может быть использован как вводный каталог для будущих космических миссий, например для проекта GAIA.

1. Бобылев В. В., Бронникова Н. М., Шахт Н. А. Собственные движения 59766 звезд, абсолютизированные с использованием галактик, в 149 площадках неба (pul2) // Письма в Астрон. журн. — 2004. — **30**, № 7. — С. 519—529.
2. Бобылев В. В., Федоров П. Н., Байкова А. Т., Ахметов В. С. Определение параметров ориентации системы ICRS/UCAC2 с использованием Харьковского каталога абсолютных собственных движений звезд // Письма в Астрон. журн. — 2010. — **36**, № 7. — С. 1—8.
3. Федоров П. Н., Мызников А. А. Харьковский каталог XC1 положений и собственных движений слабых звезд в окрестностях внегалактических источников ICRF // Кинематика и физика небес. тел. — 2006. — **22**, № 4. — С. 309—320.
4. Чернетенко Ю. А. Ориентация каталога Hipparcos по отношению к координатным системам эфемерид DE403/LE403 и DE405/LE405 на основе наблюдений астероидов // Письма в Астрон. журн. — 2008. — **34**, № 4. — С. 266—270.
5. Arias E. F., Charlot P., Feissel M., Lestrade J.-F. The extragalactic reference system of the International Earth Rotation Service, ICRS // Astron. and Astrophys. — 1995. — **303**. — P. 604—608.
6. Fedorov P., Myznikov A. XC1 catalogue of positions and proper motions (Fedorov+, 2005) // VizieR On-line Data Catalog: I/302 (Originally published in: Kinematics

- and Physics of Celestial Bodies. Suppl. — 2005. — N 5. — P. 322—327).
7. Fedorov P. N., Myznikov A. A., Akhmetov V. S. The XPM Catalogue: absolute proper motions of 280 million stars // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 2009. — **393**. — P. 133—138.
 8. Fedorov P. N., Akhmetov V. S., Bobylev V. V., Bajkova A. T. An investigation of the absolute proper motions of the XPM catalogue // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. — 2010. — **406**, N 3. — P. 1734—1744.
 9. Girard T. M., Dinescu D. I., van Altena W. F., et al. The southern proper motion program. III. A near-complete catalog to $V = 17.5^m$ // Astron. J. — 2004. — **127**. — P. 3060—3071.
 10. Hanson R. B., Klemola A. R., Jones B. F., Monet D. G. Lick Northern Proper Motion program: III. NPM2 Catalog // Astron. J. — 2004. — **128**. — P. 1430—1445.
 11. Høg E., Fabricius C., Makarov V. V., et al. The Tycho-2 catalogue of the 2.5 million brightest stars // Astron. and Astrophys. — 2000. — **355**. — P. 27—30.
 12. Klemola A. R., Hanson R. B., Jones B. F. Lick NPM program: NPM1 Catalog and its applications // Galactic and Solar System Optical Astrometry / Eds L. V. Morrison, G. F. Gilmore. — Cambridge: Univ. Press, 1994. — P. 20.
 13. Kovalevsky J., Lindegren L., Perryman M. A. C., et al. The Hipparcos catalogue as a realisation of the extragalactic reference system // Astron. and Astrophys. — 1997. — **323**. — P. 620—633.
 14. Kuzmin A., Hoeg E., Bastian U., et al. Construction of the TYCHO reference catalogue // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. — 1999. — **136**. — P. 491—508.
 15. Lasker B., Lattanzi M. G., McLean B. J., et al. The second-generation guide star catalog: Description and properties // Astron. J. — 2008. — **136**, N 2. — P. 735—766.
 16. Ma C., Arias E. F., Bianco G., et al. The second realization of the International Celestial Reference Frame by very long baseline interferometry // IERS Technical Note 35 / Eds A. L. Fey et al. — Frankfurt am Main: Verlag des Bundesamts für Kartographie und Geodäsie, 2009. — 204 p. — (ISBN 3-89888-918-6, print version).
 17. Monet D. G. The 526,280,881 objects in the USNO-A2.0 catalog // Bull. Amer. Astron. Soc. — 1998. — **30**. — P. 1427.
 18. Monet D. G., Levine S. E., Canzian B., et al. The USNO-B catalog // Astron. J. — 2003. — **125**, N 2. — P. 984—993.
 19. Perriman M. A. C., Lindegren L., Kovalevsky J., et al. The Hipparcos catalogue // Astron. and Astrophys. — 1997. — **323**, N 1. — P. 49—52.
 20. Platais I., Girard T. M., Kozhurina-Platais V., et al. The Southern Proper Motion program. II. A catalog at the South Galactic Pole // Astron. J. — 1998. — **116**. — P. 2556—2564.
 21. Roeser S., Bastian U. The Final PPM star catalogue for both hemispheres // Bull. Inf. Cent. Donnees Astron. Strasbourg. — 1993. — **42**. — P. 11—16.
 22. Roeser S., Demleitner M., Schilbach E. The PPMXL catalog of Positions and Proper Motions on the ICRS. Combining USNO-B1.0 and the Two Micron All Sky Survey (2MASS) // Astron. J. — 2010. — **139**, N 6. — P. 2440—2447.
 23. Shulga A. V. Features of NEO observations during the period of maximal approach to the Earth // International Conference Asteroid-Comet Hazard: Book of abstracts. — St. Petersburg: IAA RAS, 2009. — P. 56—59.
 24. Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R. The Two Micron All Sky Survey (2MASS) // Astron. J. — 2006. — **131**, N 2. — P. 1163—1183.
 25. Rybka S. P., Yatsenko A. I. The GPM catalog (Rybka+, 1997—2001) // VizieR On-line Data Catalog: I/285. (Originally published in: Kinematics and Physics of Celestial Bodies. — 1997. — **13**, N 5. — C. 70—74).
 26. The Hipparcos and Tycho catalogues (ESA 1997) // VizieR On-line Data Catalog: I/239.
 27. Urban S. E., Corbin T. E., Wycoff G. L. The ACT reference catalog // Astron. J. — 1998. — **115**, N 5. — P. 2161—2166.
 28. van Altena W. F., Girard T. M., Casetti D. I., et al. SPM4: The Yale/San-Juan Southern Proper Motion survey: 100 million absolute proper motions // Bol. Asoc. Argentina Astron. — 2009. — **52**. — P. 291—294.
 29. Zacharias N., Finch C., Girard T., et al. The Third US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC3) // Astron. J. — 2010. — **139**, N 6. — P. 2184—2199.
 30. Zacharias N., Urban S. E., Zacharias M. I., et al. The second U. S. Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC-2) // Astron. J. — 2004. — **127**. — P. 3043—3059.

Надійшло до редакції 25.10.10

P. N. Fedorov, V. S. Akhmetov, A. V. Shulga

THE REFERENCE COORDINATE SYSTEMS IN THE MODERN ASTROMETRY

The basic principles for construction of modern reference coordinate systems in astrometry are stated. The characteristics of the main catalogues realizing the ICRS are presented. Proper motions from the UCAC3 and PPMXL catalogues are compared with ones from the XPM catalogue which is an independent realization of the ICRS in optical and near infrared regions. The conclusion is made that the XPM catalogue as the most precise one in a random and systematic senses should be used for the majority of applied metrological problems.

НАШІ АВТОРИ

АРТЕМЕНКО Ігор Геннадійович — інженер I категорії Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України.

Напрям науки — кліматологія, моделювання, аналіз ризиків, дистанційне дослідження Землі.

АХМЕТОВ Володимир Сабірджанович — молодший науковий співробітник лабораторії астрометрії і зоряної астрономії Науково-дослідного інституту астрономії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна.

Напрям науки — астрометрія, зоряна астрономія.

ВОЙЦЕХОВСЬКА Анна Дмитрівна — науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — теоретичні дослідження плазмових явищ в іоносфері та магнітосфері Землі, в сонячному вітрі та атмосфері Сонця.

ВОРОБІЙОВ Анатолій Іванович — старший науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, кандидат геолого-мінералогічних наук.

Напрям науки — геофізика, розробка способів прогнозу землетрусів та комплексування супутникової і геолого-геофізичної інформації з метою прогнозування зон нафтогазоносності.

ГЕРАСИМЕНКО Світлана Володимиривна — науковий співробітник відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — теоретичні дослідження плазмових явищ в іоносфері та магнітосфері Землі, в сонячному вітрі та атмосфері Сонця.

ДАРГЕЙКО Людмила Феофанівна — старший науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, кандидат технічних наук.

Напрям науки — методи багатокритеріальної оптимізації, задачі дистанційного зондування.

ДРОНЬ Микола Михайлович — проректор з наукової роботи Дніпропетровського національного університету ім. Олеся Гончара, доктор технічних наук, професор.

Напрям науки — балістика літальних апаратів, стійкість їхнього руху, проектування та конструювання ракетно-космічної техніки.

ДУБОВИК Людмила Григорівна — старший науковий співробітник Науково-дослідного інституту енергетики Дніпропетровського національного університету імені Олеся Гончара.

Напрям науки — робочі процеси в електроракетних двигунах малої потужності.

ДУТІН Станіслав Сергійович — провідний інженер Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України.

Напрям науки — дистанційне зондування Землі та обробка даних наземної спектрометрії.

ЖИВОЛУП Тарас Григорович — науковий співробітник Інституту іоносфери Національної академії наук і Міністерства освіти і науки України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — геофізика, іоносферні збурення, іонний склад іоносфери.

ЖОЛОБАК Галина Михайлівна — старший науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, кандидат біологічних наук, доцент.

Напрям науки — фізіологія рослин, ботаніка, дистанційне дослідження Землі.

КОНДРАТЬЄВ Олександр Іванович — старший науковий співробітник Науково-дослідного інституту енергетики Дніпропетровського національного університету ім. Олеся Гончара, кандидат технічних наук.

Напрям науки — процеси в електроракетних рушійних установках, використання електроракетних рушійних установок у космічних апаратах.

КОСТЮЧЕНКО Юрій Васильович — провідний науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних до-

сліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — аерокосмічні дослідження Землі, надзвичайні ситуації, аналіз ризиків, геофізика.

КРИШТАЛЬ Олександр Нектарійович — завідувач відділу фізики космічної плазми Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України, доктор фізико-математичних наук.

Напрям науки — астрофізика, фізика Сонця, фізика плазми.

ЛЯЛЬКО Вадим Іванович — директор Наукового Центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, академік Національної академії наук України, доктор геолого-мінералогічних наук, професор, заслужений діяч науки і техніки України, лауреат Державних премій України, член-кореспондент Міжнародної академії астронавтики.

Напрям науки — географія, енергомасообмін в геосистемах, дистанційні дослідження природних ресурсів.

МІХАТУЛІН Дмитро Сергійович — головний науковий співробітник Об'єднаного інституту високих температур Російської академії наук (Москва, Росія), доктор технічних наук, професор.

Напрям науки — високотемпературна теплофізика.

ПОЛЕЖАЄВ Юрій Васильович — керівник відділення Об'єднаного інституту високих температур Російської академії наук (Москва, Росія), член-кореспондент Російської академії наук, професор.

Напрям науки — високотемпературна теплофізика.

РАКУШЕВ Михайло Юрійович — начальник науково-дослідної лабораторії наукового центру Житомирського військового інституту ім. С. П. Корольова Національного авіаційного університету, старший науковий співробітник, кандидат технічних наук.

Наукові інтереси — балістико-навігаційне забезпечення польотів космічних апаратів, диференціальне петриворення.

СИБІРЦЕВА Оксана Миколаївна — молодший науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України.

Напрям науки — математичне моделювання та методи обробки даних дистанційного зондування Землі.

ФЕДОРЕНКО Алла Костянтинівна — старший науковий співробітник відділу космічної плазми Інституту космічних досліджень Національної академії наук України та Національного космічного агентства України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — фізика верхньої атмосфери, хвильові процеси в юносфері.

ФЕДОРОВ Петро Миколайович — завідувач лабораторії Науково-дослідного інституту астрономії Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — астрометрія, зоряна астрономія.

ФЕДОРОВСЬКИЙ Олександр Дмитрович — завідувач відділу Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, член-кореспондент Національної академії наук України.

Напрям науки — гідрофізика, системний аналіз, дистанційне дослідження Землі.

ФРОЛОВ Геннадій Олександрович — завідувач відділу Інституту проблем матеріалознавства Національної академії наук України, доктор технічних наук.

Напрям науки — високотемпературна теплофізика та геліотехніка.

ХОРОЛЬСЬКИЙ Петро Георгійович — провідний науковий співробітник Науково-дослідного інституту енергетики Дніпропетровського національного університету ім. Олеся Гончара, кандидат технічних наук, старший науковий співробітник.

Напрям науки — балістика літальних апаратів, механіка космічного польоту, проектування та конструювання ракетно-космічної техніки.

ШПОРТЮК Зіновія Михайлівна — старший науковий співробітник Наукового центру аерокосмічних досліджень Землі Інституту геологічних наук Національної академії наук України, кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — математичне моделювання процесів енергомасообміну в геосистемах, методи обробки даних дистанційного зондування Землі.

ШУЛЬГА Олександр Васильович — заступник директора Науково-дослідного інституту «Миколаївська астрономічна обсерваторія», кандидат фізико-математичних наук.

Напрям науки — астрометрія, дослідження тіл Сонячної системи.

АВТОРСЬКИЙ ПОКАЖЧИК

- Агапитов А. В. — див. Решетник В. Н.
- Агапитов О. В., Грицай А. В., Салюк Д. А. Великомасштабні хвилі Россбі в антарктичній стратосфері // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 5—11.
- Артеменко І. Г. — див. Даргейко Л. Ф.
- Архангельський А. І. — див. Котов Ю. Д.
- Ахметов В. С. — див. Федоров П. Н.
- Бакалинська О. Н. — див. Картель Н. Т.
- Батаев В. А. — див. Калногуз А. Н.
- Беляєв Б. І., Катковський Л. В., Кром Ю. А., Роговець А. В., Сосенко В. А., Хвалей С. В., Хомицевич А. Д. Оптическая аппаратура для космического эксперимента «Диагностика» // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 2. — С. 35—40. (а)
- Беляєв Б. І., Беляєв Ю. В., Домарацький А. В., Катковський Л. В., Кром Ю. А., Роговець А. В., Хвалей С. В. Фотоспектральна система для космического эксперимента «Ураган» // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 2. — С. 41—48. (б)
- Беляєв С. — див. Корепанов В.
- Беляєв Ю. В. — див. Беляєв Б. И. (б)
- Бессонов М. В. — див. Котов Ю. Д.
- Білокриницька Л. М. — див. Козак П. М.
- Боднар Л. — див. Корепанов В.
- Буслов А. С. — див. Котов Ю. Д.
- Вавилова И. Б., Пакуляк Л. К., Процик Ю. И. Украинская виртуальная обсерватория (УкрВО). Цель, структура и задачи // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 62—70.
- Велесь А. А. — див. Шаврина А. В.
- Власик К. Ф. — див. Котов Ю. Д.
- Войцеховская А. Д. — див. Кришталь А. Н. (а)
- Войцеховская А. Д. — див. Кришталь А. Н. (б)
- Волков С. К. — див. Сухов П. П.
- Воробйов А. І. — див. Лялько В. І. (б)
- Гамуля Г. Д. — див. Фролов Г. А.
- Герасименко С. В. — див. Кришталь А. Н. (а)
- Герасименко С. В. — див. Кришталь А. Н. (б)
- Гляненко А. С. — див. Котов Ю. Д.
- Голубничий П. І., Філоненко А. Д. Об оптимальном диапазоне частот в радиоастрономическом методе изме-

- рення потоков частиц сверхвысокой энергии // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 2. — С. 17—22.
- Горностаев Г. Ф. Методы диагностики граничных условий на уносимой поверхности теплозащиты с помощью волоконно-оптических датчиков // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 46—50.
- Григоренко В. В. — див. Лялько В. І. (а)
- Гринченко С. В. Построение профиля электронной концентрации по его геометрическим параметрам при моделировании области F2 и внешней части ионосфера // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 38—45.
- Грицай А. В., Євтушевський О. М., Мілінєвський Г. П., Грицай З. І. Розподіл озону в Антарктиці за даними 30-літніх супутникових спостережень // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 20—27.
- Грицай А. В. — див. Агапитов О. В.
- Грицай З. І. — див. Грицай А. В.
- Даргейко Л. Ф., Лялько В. І., Федоровский А. Д., Костюченко Ю. В., Артеменко І. Г. Оптимизация данных глобального спутникового геомониторинга методом пространственной интерполяции Колмогорова на примере измерений атмосферных концентраций CO₂ // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 11—15.
- Домарацький А. В. — див. Беляєв Б. И. (б)
- Дронь Н. М., Дубовик Л. Г., Кондратьев А. И., Хитъко А. В., Хорольский П. Г. Оценка характеристик космических мусоросборщиков с ЭРД при двух вариантах маневров их выведения на орбиту // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 59—61 (а).
- Дронь Н. М., Дубовик Л. Г., Кондратьев А. И., Хорольский П. Г. Сравнительная оценка стоимостных характеристик выведения на требуемую орбиту космических мусоросборщиков // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 64—67 (б).
- Дубовик Л. Г. — див. Дронь Н. М. (а)
- Дубовик Л. Г. — див. Дронь Н. М. (б)
- Дузін С. С. — див. Лялько В. І. (а)
- Дузін С. С. — див. Лялько В. І. (б)
- Дудник А. В. Исследование радиационных поясов Земли в мае 2009 года на низкоорбитальном спутнике с помо-

- шью прибора СТЭП-Ф // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 12—28.
- Ермолаев Ю. И.** — див. Парновский А. С.
- Євтушевський О. М.** — див. Грицай А. В.
- Живолуп Т. Г.** Вариации относительной концентрации ионов атомарного кислорода в зависимости от уровня солнечной активности и их влияние на формирование слоя F1 ионосферы // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 33—39.
- Живолуп Т. Г., Черногор Л. Ф.** Ионосферные эффекты в течение полета ракеты «Протон»: результаты вертикального зондирования // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 15—21. (а)
- Живолуп Т. Г., Черногор Л. Ф.** Ионосферные эффекты в течение полетов ракеты «Союз» в спокойных и магнитовозмущенных условиях // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 22—31. (б)
- Жолобак Г. М.** Вітчизняний досвід супутникового моніторингу лісових масивів України // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 46—54.
- Жолобак Г. М.** Використання методів дистанційного зондування Землі для моніторингу агроресурсів України // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 16—23.
- Жук И. Т.** — див. Парновский А. С.
- Захаров И. В.** — див. Черемных О. К.
- Зелений Л.** — див. Корепанов В.
- Золотухіна Н. О.** — див. Климушкін Д. Ю.
- Зуб Л. М.** — див. Підгородецька Л. В.
- Игнатович С. Р.** — див. Шатихин В. Е.
- Івченко В. М.** — див. Козак П. М.
- Івченко В. М.** — див. Шуеню О. В.
- Кадилін В. В.** — див. Котов Ю. Д.
- Калногуз А. Н., Тиховский В. М., Батаев В. А., Рюмин М. Н., Пильгуй В. Н.** Начальная выставка бесп платформенных инерциальных навигационных систем ракет с наклонным стартом // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 37—45.
- Карпенко Г. Ф.** — див. Сухов П. П.
- Карташев В. М., Кизим П. С., Ковтун В. Е., Стервеодов С. Н., Шматко Е. С.** Электронный избыток и эффект электромагнитной индукции широких атмосферных ливней // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 3—14.
- Картель Н. Т., Бакалинская О. Н.** Космический эксперимент «Биосорбент»: создание установки «Микроколонка» и организация проведения экспериментов по биоспецифической сорбции в условиях невесомости на борту РС МКС // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 66—74.
- Катковский Л. В.** — див. Беляев Б. И. (а)
- Катковский Л. В.** — див. Беляев Б. И. (б)
- Кизим П. С.** — див. Карташев В. М.
- Климушкін Д. Ю., Магер П. М., Золотухіна Н. О.** Просторово-часова структура полоїдальних альвенівських хвиль у магнітосфері // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 46—54.
- Клімов С.** — див. Корепанов В.
- Ковтун В. Е.** — див. Карташев В. М.
- Козак Л. В.** Статистичний розгляд турбулентних процесів у магнітосфері Землі за вимірами супутника «Інтербол» // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 28—39.
- Козак Л. В.** — див. Козак П. М.
- Козак Л. В.** — див. Пилипенко С. Г.
- Козак Л. В.** — див. Шуеню О. В.
- Козак П. М., Кручиненко В. Г., Крученицький Г. М., Івченко В. М., Козак Л. В., Білокриницька Л. М., Тарануха Ю. Г., Рожило О. О.** Трансформація спорадичної маломасової метеороїдної складової в аерозоль верхньої атмосфери Землі // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 13—21.
- Козырев Е. С., Сибирякова Е. С., Шульга А. В.** Исследование точности астрометрической редукции при использовании комбинированного метода наблюдений небесных объектов // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 71—76.
- Колотило А. Д.** — див. Фролов Г. А.
- Кондратьев А. И.** — див. Дронь Н. М. (а)
- Кондратьев А. И.** — див. Дронь Н. М. (б)
- Корепанов В., Марусенков А., Беляев С., Клімов С., Зелений Л., Новіков Д., Ференц Ч., Ліхтенбергер Я., Боднар Л.** Хвильовий експеримент на мікросупутнику «Чібіс-М» // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 59—67.
- Костюченко Ю. В.** — див. Даргейко Л. Ф.
- Котов Ю.Д., Юрлов В. Н., Архангельский А. И., Бессонов М. В., Буслов А. С., Власик К. Ф., Гляненко А. С., Кадилін В. В., Лупарь Е. Э., Рубцов И. В., Тышкевич В. Г.** Спектрометр высокочастотных излучений «Наталья-2М». Первичное включение, проверка работоспособности и настройка на орбите КА КОРОНАС—ФОТОН // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 2. — С. 58—64.
- Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д.** О природе всплесков микроволнового излучения в пульсовых структурах активной области // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 5. — С. 29—37 (а).
- Кришталь А. Н., Герасименко С. В., Войцеховская А. Д.** Квазибернштейновские моды в предвспышечной атмосфере активной области Солнца: генерация второй

- гармоники // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 40—50 (б).
- Крон М.* — див. Шаврина А. В.
- Крот Ю. А.* — див. Беляев Б. И. (а)
- Крот Ю. А.* — див. Беляев Б. И. (б)
- Крученецький Г. М.* — див. Козак П. М.
- Кручиненко В. Г.* — див. Козак П. М.
- Ладиков-Роев Ю. П., Черемных С. О.* О распределении плазменного давления в экваториальной области магнитосферы Земли // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 86—89.
- Лизунов Г. В., Скороход Т. В.* Планетарное распределение среднемасштабных атмосферных гравитационных волн по данным спутниковых измерений // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 40—45.
- Ліхтенбергер Я.* — див. Корепанов В.
- Лозицкая Н. И.* Вековые вариации магнитных полей солнечных пятен: сопоставление различных индексов // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 30—36.
- Лукашук С. А.* — див. Рябов М. И.
- Лупарь Е. Э.* — див. Котов Ю. Д.
- Ляденко А. Ф.* Вычисленные значения аномалии космических аппаратов «Пионер-10, 11» // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 74—76.
- Лялько В. І., Шпортьок З. М., Сахацький О. І., Сибірцева О. М., Дугін С. С., Григоренко В. В.* Зіставлення супутникових та наземних гіперспектральних даних при визначенні позиції червоного краю // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 39—45 (а).
- Лялько В. І., Шпортьок З. М., Сибірцева О. М., Дугін С. С., Воробйов А. І.* Дослідження варіацій індексів червоного краю спектрів відбиття пшениці над газовим родовищем // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 5—10 (б).
- Лялько В. І.* — див. Даргейко Л. Ф.
- Магер П. М.* — див. Климушкін Д. Ю.
- Макаров А. Л.* — див. Шатихин В. Е.
- Марусенков А.* — див. Корепанов В.
- Михайлівский В. Г.* — див. Панфилов И. П.
- Михатулин Д. С.* — див. Полежаев Ю. В.
- Мілінєвський Г. П.* — див. Грицай А. В.
- Новіков Д.* — див. Корепанов В.
- Павленко Я. В.* — див. Шаврина А. В.
- Пакуляк Л. К.* — див. Вавилова И. Б.
- Панфилов В. И.* — див. Панфилов И. П.
- Панфілов И. П., Панфілов В. И., Соломко А. В., Михайлівский В. Г.* Оцінка ефективності пошуку радіосигналів от кореспондентов с взаємно неизвестним расположением в космосе // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 68—73.
- Парновский А. С., Ермолаев Ю. И., Жук И. Т.* Космическая погода: история исследования и прогнозирование // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 90—99.
- Пилипенко С. Г., Козак Л. В.* Аналіз поширення та затухання атмосферних гравітаційних хвиль // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 22—29.
- Пильгуй В. Н.* — див. Калногуз А. Н.
- Пишкано Н. И.* Прогноз максимума 24-го цикла солнечной активности // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 3. — С. 32—38.
- Підгородецька Л. В., Зуб Л. М., Федоровський О. Д.* Використання інформації космічного геомоніторингу для оцінки екологічного стану водойм на прикладі озера Світязь // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 51—56.
- Полежаев Ю. В., Михатулин Д. С., Фролов Г. А.* Взаимодействие сверхзвуковых гетерогенных потоков с поверхностью твердого тела // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 57—63.
- Попель В. М.* — див. Шатихин В. Е.
- Процок Ю. И.* — див. Вавилова И. Б.
- Ракушев М. Ю.* Схема інтегрування рівняння руху космічного апарату на основі диференціально-тейлорівського перетворення зі зменшеними обчислювальними витратами // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 6. — С. 51—56.
- Решетник В. Н., Агапитов А. В.* Геометрические свойства ударных волн в солнечном ветре вблизи орбиты Земли // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 68—76.
- Роговец А. В.* — див. Беляев Б. И. (а)
- Роговец А. В.* — див. Беляев Б. И. (б)
- Рожило О. О.* — див. Козак П. М.
- Рокитянский И. И., Терешин А. В.* Глубинное магнитовариационное зондирование Луны // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 4. — С. 57—65.
- Романюк Я. О.* — див. Шаврина А. В.
- Рубцов И. В.* — див. Котов Ю. Д.
- Рюмин М. Н.* — див. Калногуз А. Н.
- Рябов М. И., Лукашук С. А.* Характеристики 23-го солнечного цикла и роль комплексов активности в развитии его вспышечных проявлений // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 77—85.
- Салюк Д. А.* — див. Агапітов О. В.
- Сахацький О. І.* — див. Лялько В. І. (а)
- Селиванов Ю. А.* — див. Черемных О. К.
- Семенив О. В., Яценко В. А.* Идентификация динамических моделей прогнозирования динамики D_s -индекса // Космічна наука і технологія. — 2010. — **16**, № 1. — С. 55—60.
- Семенов Л. П.* — див. Шатихин В. Е.

- Сибирякова Е. С. — див. Козырев Е. С.
Сибірцева О. М. — див. Лялько В. І. (а)
Сибірцева О. М. — див. Лялько В. І. (б)
Синявський І. І. — див. Шаврина А. В.
Скороход Т. В. — див. Лизунов Г. В.
Соломко А. В. — див. Панфилов И. П.
Сосенко В. А. — див. Беляев Б. И. (а)
Стервоедов С. Н. — див. Карташев В. М.
Стоділка М. І. Прогноз середньодобових геомагнітних збурень // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 5. — С. 46—53.
Сумарук П. В., Сумарук Т. П. Сонячна активність і вікові варіації геомагнітного поля // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 2. — С. 5—11.
Сумарук Т. П. — див. Сумарук П. В.
Сумарук Т. П. Програмно-технічний комплекс забезпечення збору, обробки та збереження даних геомагнітних обсерваторій України // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 2. — С. 12—16.
Сухов П. П., Волков С. К., Карпенко Г. Ф. Использование широкопольных линзовых объективов для контроля космического пространства // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 3. — С. 55—58.
- Тарануха Ю. Г. — див. Козак П. М.
Терешин А. В. — див. Рокитянський І. І.
Тиховський В. М. — див. Калногуз А. Н.
Тышкевич В. Г. — див. Котов Ю. Д.
- Федоренко А. К. Определение периода акусто-гравитационных волн на основе прямых спутниковых измерений // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 6. — С. 24—32.
Федоров П. Н., Ахметов В. С., Шульга А. В. Опорные системы координат в современной астрометрии // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 6. — С. 68—74.
Федоровский А. Д. — див. Даргейко Л. Ф.
Федоровський О. Д. — див. Підгородецька Л. В.
Ференц Ч. — див. Корепанов В.
Филоненко А. Д. — див. Голубничий П. И.
Фролов Г. А., Гамуля Г. Д., Колотило А. Д. Модульный трибометр для исследования адекватности параметров трения в условиях орбитального полета и наземных лабораториях // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 2. — С. 49—57.
Фролов Г. А. — див. Полежаев Ю. В.
- Хвалей С. В. — див. Беляев Б. И. (а)
Хвалей С. В. — див. Беляев Б. И. (б)
Хитко А. В. — див. Дронь Н. М. (а)
Хомищевич А. Д. — див. Беляев Б. И. (а)
Хорольский П. Г. — див. Дронь Н. М. (а)
Хорольский П. Г. — див. Дронь Н. М. (б)

- Хорошилов В. С. — див. Шатихин В. Е.
- Черемных О. К. К вопросу о резонансных МГД-возмущениях в магнитосферной плазме // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 1. — С. 61—67.
Черемных О. К., Селиванов Ю. А., Захаров И. В. Влияние сжимаемости и неизотермичности атмосферы на распространение акусто-гравитационных волн // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 1. — С. 9—19.
Черемных С. О. — див. Ладиков-Роев Ю. П.
Черногор Л. Ф. — див. Живолуп Т. Г. (а)
Черногор Л. Ф. — див. Живолуп Т. Г. (б)
Чеснок Н. Г. Загальні властивості вибірки ізольованих галактик, що містять активні ядра // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 5. — С. 77—88.
- Шаврина А. В., Крон М., Шеминова В. А., Павленко Я. В., Велесь А. А., Синявський І. І., Романюк Я. О. Общее содержание и вертикальные профили озона над Киевом в 2005—2008 гг. // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 4. — С. 3—12.
Шатихин В. Е., Семенов Л. П., Макаров А. Л., Хорошилов В. С., Попель В. М., Игнатович С. Р. Анализ надежности привода солнечной батареи космического аппарата с длительным сроком жизни // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 5. — С. 54—58.
Шеминова В. А. — див. Шаврина А. В.
Шматко Е. С. — див. Карташев В. М.
Шпортиюк З. М. — див. Лялько В. І. (а)
Шпортиюк З. М. — див. Лялько В. І. (б)
Шуценко О. В., Козак Л. В., Ієченко В. М. Швидкоплинні оптичні явища під час гроз та моделювання електричних полів у нижній атмосфері // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 2. — С. 23—34.
Шульга А. В. — див. Козырев Е. С.
Шульга А. В. — див. Федоров П. Н.
Юров В. Н. — див. Котов Ю. Д.
- Яценко В. А. — див. Семенив О. В.
- Boorlak O. P., Rogutskyy I. S., Danilchenko B. A., Mikheev O. M., Zaets I. Ye., de Vera J.-P., Foing B. H., Kozyrovska N. O. A bacterial consortium alleviating a low-dose gamma-irradiation effect in kalanchoe plantlets // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 2. — С. 75—80.
Boorlak O. P. — see Kozyrovska N. O.
Danilchenko B. A. — see Boorlak O. P.
de Vera J.-P. — see Boorlak O. P.
Foing B. H. — see Boorlak O. P.
Foing B. H. — see Kozyrovska N. O.
Kozyrovska N. O., Zaets I. E., Boorlak O. P., Rogutskyy I. S., Mytrokhyn O. V., Mashkovska S. P., Foing B. H. The Conception of Growing the First Generation-Plants in

Lunar Greenhouses // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 2. — С. 70—74.

Kozyrovska N. O. — see Boirlak O. P.

Kuz'kov V., Volovyk D., Kuzkov S., Sodnik Z., Pukha S.
Realization of laser experiments with ESA's geostationary satellite ARTEMIS // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 2. — С. 65—69.

Kuzkov S. — see Kuz'kov V.

Mashkovska S. P. — see Kozyrovska N. O.

Mikheev O. M. — see Boirlak O. P.

Mytrokhyn O. V. — see Kozyrovska N. O.

Pukha S. — see Kuz'kov V.

Rogutskyy I. S. — see Boirlak O. P.

Rogutskyy I. S. — see Kozyrovska N. O.

Sodnik Z. — see Kuz'kov V.

Volovyk D. — see Kuz'kov V.

Zaets I. Ye. — see Boirlak O. P.

Zaetz I. E. — see Kozyrovska N. O.

ХРОНІКА

З Указу Президента України № 979/2009 // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 1. — С. 4.

Журналу «Космічна наука і технологія» — 15 років // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 1. — С. 5.

К 60-літию со дня рождения доктора технических наук профессора Владимира Михайловича Корчинского // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 1. — С. 100—101.

К 60-літию со дня рождения доктора физико-математических наук профессора Леонида Феоктистовича Черногора // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 3. — С. 77—78.

До 70-річчя від дня народження академіка НАН України Я. С. Яцківа // Космічна наука і технологія. — 2010. — 16, № 5. — С. 89—90.

НАЙВАЖЛИВІШІ НАУКОВІ ДОСЯГНЕННЯ КОСМІЧНОГО ТЕЛЕСКОПА «ГАББЛ»

В 2010 р. виповнилось 20 років роботи в космосі телескопа «Габбл», виведеного на навколоземну орбіту космічним кораблем «Дискавері» (США). Завдяки цьому телескопу були значно розширені наші уявлення про Всесвіт, переглянуто попередні теорії та побудовано нові, які детально пояснюють астрономічні явища.

Можна виділити 10 найважливіших наукових досягнень, здійснених з допомогою космічного телескопа «Габбл».

1. Зіткнення з кометою Шумейкерів — Леві 9

За рік до зіткнення комети Шумейкерів — Леві 9 з Юпітером отримані «Габблом» зображення показали, що вона розкололася на дві дюжини фрагментів, розтягнутих в ланцюжок. Перший з них врізався в атмосферу Юпітера 16 липня 1994 р., а за ним протягом тижня упали й інші. Наслідки вибуху спостерігались «Габблом» ще упродовж кількох місяців. Сліди зіткнень допомагають вияснити склад газового велетня. Від кожного з них хвилі розбігались зі швидкістю 450 м/с. Характер поширення хвиль свідчить про те, що відношення вмісту кисню до водню в атмосфері Юпітера може бути в 10 разів більшим, ніж на Сонці. Проте якщо Юпітер сформувався в результаті гравітаційної нестійкості первинного газопилового диска, то його склад мав би бути таким же, як у диска, тобто відповідати хімічному складу Сонця.

2. Позасонячні планети — екзопланети

Одним з найбільш значущих відкриттів останнього десятиліття ХХ ст. Американське астрономічне товариство визначило виявлення планет поза Сонячною системою (так званих екзопланет). Нині відомо понад 300 таких об'єктів. Значна частина їх знайдена з допомогою наземних телескопів за невеликими коливаннями зорі, викликаними гравітаційною дією планети, що обертається навколо неї. Дослідники зосередились на тих планетах, орбітальні площини яких орієнтовані вздовж променя зору. Спостереження «Габблом» першого з виявленіх проходжень супутника зорі HD 209458 дало найповні-

шу інформацію про планету поза Сонячною системою. Вона на 30 % легша за Юпітер, але при цьому настільки ж більша в діаметрі, мабуть тому, що випромінювання близької зорі змусило її роздутись. Дані «Габбла» достатньо точні, щоб виявити широкі кільця і масивні супутники, але вони не були виявлені. «Габбл» вперше визначив хімічний склад планети поблизу іншої зорі. В її атмосфері міститься натрій, вуглець і кисень, а водень випаровується у простір, утворюючи кометоподібний хвіст. Ці спостереження — предтеча пошуків хімічних ознак життя в далеких куточках Галактики.

3. Агонія — життєвий цикл (наднова 1987A)

Згідно з теорією зоря масою від 8 до 25 мас Сонця завершує своє життя вибухом наднової. Вичерпавши запаси пального, вона стрімко втрачає здатність утримувати власну вагу. Її ядро колапсує, перетворюючись в нейтронну зорю — масивний надтвердий об'єкт, а зовнішні шари газу викидаються у простір зі швидкістю 5 % від швидкості світла. Але перевірити цю теорію нелегко, оскільки в нашій Галактиці наднові не вибухали з 1680 р. І ось 23 лютого 1987 р. відбувся вибух наднової в сусідній галактиці, супутниці Молочного Шляху — Великій Магеллановій хмарі. В цей час «Габбл» ще не був запущений, але через 3 роки він розпочав відслідковувати процес і незабаром відкрив три кільця навколо зорі, що вибухнула. У 1994 р. «Габбл» почав виявляти яскраві плями, які виникали одна за другою на центральному кільці: це в нього врізався викид наднової. Спостереження за агонією зорі продовжуються. На відміну від своїх масивніших братів зорі типу Сонця помирають елегантніше, скидаючи свої зовнішні газові шари поступово, без вибуху. Це триває близько 10 тис. років. Коли гаряче центральне ядро зорі оголюється, воно своїм випромінюванням іонізує вивергнутий газ, змушуючи його світитися яскраво-зеленим (іонізований кисень) і червоним (іонізований водень) світлом. В результаті виникає планетарна туманність. Нині їх відомо близько 2 тис. «Габбл» показав їхні незвично складні форми у найтонших деталях.

4. Космічне народження — туманності Галактики

Встановлено, що вузькі і швидкі струмені газу свідчать про народження зорі. Формуючись, вона може вивергнути два тонких струмені довжиною в декілька світлових років. Згідно з однією з гіпотез великомасштабне магнітне поле пронизує газопиловий диск, який оточує молоду зорю. Іонізована речовина, що змушені текти вздовж магнітних силових ліній, нагадує намистинки на обертовій нитці. Спостереження «Габбла» підтвердили теоретичний прогноз, згідно з яким струмені народжуються в центрі диска. В той же час дані, отримані «Габблом», спростували інше припущення про навколозоряні диски. Вважалось, що вони містяться так глибоко в материнській хмарі, що побачити їх неможливо. «Габбл» же виявив з дюжину протопланетних дисків — проплідів, часто помітних у вигляді силуета на тлі туманності. При найміні половини вивчених молодих зір має такі диски, які свідчать про те, що сировини для формування планет достатньо.

5. Галактична археологія — зіткнення галактик

Астрономи вважають, що великі галактики, такі як Молочний Шлях і наша сусідка Туманність Андромеди, виростили, поглинаючи дрібні галактики. Ознаки «галактичного канібалізму» повинні бути помітними за розташуванням, віком, складом і швидкостями належних до них зір. Завдяки спостереженням «Габбла» за зоряним гало (слабкою сферичною хмарою зір і зоряних скupчень навколо основного галактичного диска) Туманності Андромеди, дослідники виявили, що в гало входять різні за віком зорі: у найстаріших вік сягає 11—13.5 млрд років, а у наймолодших — 6—8 млрд років. Останні, імовірно, випадково попали сюди з якоїсь молодої галактики (наприклад, з поглиненої галактики-супутника) або навіть з більш ранньої області самої Андромеди (наприклад, з диска, частина його зруйнувалась при близькому проходженні невеликої галактики або зіткненні з нею). В гало нашої галактики немає помітної кількості молодих зір. Через це при всій подібності форм Туманності Андромеди і Молочного Шляху, як показують спостереження «Габбла», історії двох галактик значно відрізняються одна від одної.

6. Надмасивні чорні діри у Всесвіті

В 1960-ті рр. астрономи отримали докази того, що джерелом енергії квазарів та інших активних ядер галактик є гіантські чорні діри, які захоплюють навколошнію речовину. Спостереження «Габбла» підтверджують цю теорію. Майже в кожній детально спостережуваній галактиці знайшлися вказівки на приховану в її центрі чорну діру. Особливо важливими виявились дві обставини. По-перше, зображення квазарів, отримані з високим кутовим розділенням, показали, що вони розташовуються

в яскравих еліптичних або взаємодіючих галактиках. Це свідчить про те, що потрібні особливі умови, щоб живити центральну чорну діру. По-друге, маса велетенської чорної діри тісно кореляє з масою сферичного зоряного згущення, яке оточує галактичний центр. Кореляція свідчить про те, що формування і еволюція галактики і її чорної діри тісно пов'язані.

7. Найпотужніші вибухи — «гамма-сплески»

Гамма-сплески — короткі спалахи гамма-випромінювання, які тривають від кількох мілісекунд до десятків хвилин. Спостереження, виконані Комптонівською гамма-обсерваторією, рентгенівським супутником Верро-SAX і наземними обсерваторіями, дали змогу припустити, що тривалі спалахи виникають при колапсі ядер масивних короткоживучих зір, іншими словами зір типу наднової. Але чому лише незначна частка наднових дає гамма-спалахи? «Габбл» виявив: не дивлячись на те, що в усіх областях зореутворення в галактиках спалахують наднові, тривалі гамма-спалахи сконцентровані в найбільш яскравих, як раз там, де зосереджені наймасивніші зорі. Більше того, тривалі гамма-сплески найчастіше виникають в невеликих, неправильних, бідних важкими елементами галактиках. Ототожнення коротких гамма-сплесків виявилось значно складнішим. Лише в останні роки декілька таких подій були зафіксовані супутниками HETE 2 і Swift. «Габбл» і рентгенівська обсерваторія «Чандра» встановили, що енергія коротких гамма-сплесків слабкіша, ніж тривалих, і виникають вони в зовсім різних типах галактик, включаючи еліптичні галактики, де зорі нині майже не формуються. Схоже, що короткі спалахи пов'язані не з масивними, короткоживучими зорями, а з залишками їхньої еволюції. Згідно з найпопулярнішою гіпотезою, короткі гамма-сплески виникають при злитті двох нейтронних зір.

8. «Граничні експозиції» — край Всесвіту

Одна з фундаментальних задач астрономії — дослідити розвиток галактик та їхніх попередників в часовому інтервалі, максимально наблизленому до моменту Великого вибуху. Щоб зрозуміти, який вигляд колись мав наш Молочний Шлях, дослідники вирішили отримати зображення галактик різного віку — від наймолодших до найстаріших. Щоб зафіксувати найвіддаленіші (отже, найдревніші) галактики, «Габбл» спільно з іншими обсерваторіями отримав з тривалими експозиціями зображення декількох невеликих ділянок неба: глибокі знімки «Габбла», надглибокий знімок «Габбла» і глибокі огляди великих обсерваторій «Походження». Надчутливі знімки показують галактики у Всесвіті, коли їй було лише кілька сотень мільйонів років, що становить лише 5 % від її нинішнього віку. Тоді галактики були менших розмірів і мали менш правильну форму, ніж тепер, чого і варто

було очікувати, якщо сучасні галактики утворились від злиття маленьких галактик (а не через розпад більших). Створюваний нині космічний телескоп «Джеймс Уэбб», нащадок «Габбла», зможе проникнути в ще більш далекі епохи. Глибокі знімки дають змогу прослідкувати, як змінювалася інтенсивність зореутворення у Всесвіті від епохи до епохи. Схоже, що вона досягла свого піку приблизно 7 млрд років тому, а згодом поступово послабшила приблизно в десять разів. У молодості Всесвіту (тобто у віці 1 млрд років) швидкість зореутворення уже була велика і становила 1/3 її максимального значення.

9. 13.7 мільярдів років — вік нашого Всесвіту

Спостереження Едвіна Габбла і його колег у 1920-ті рр. показали, що ми живемо у розширюваному Всесвіті. Галактики розбігаються одна від одної так, ніби простір Всесвіту рівномірно розтягується. Стала Габбла H , яка показує сучасну швидкість розширення, дозволяє визначити вік Всесвіту. Пояснення просте: стала Габбла — це швидкість розбігання галактик, тому, якщо знати чи зменшувати прискоренням і гальмуванням, величина, обернена H , дає час, коли всі галактики були поряд. Крім того, значення сталої Габбла відіграє визначальну роль для теорії росту галактик, формування легких елементів і встановлення тривалості фаз космічної еволюції. Не дивно, що точне вимірювання сталої Габбла було з самого початку головною метою однойменного телескопа. На практиці

для визначення даної величини потрібно виміряти відстань до найближчих галактик, а це набагато складніше завдання, ніж вважалось в ХХ ст. «Габбл» детально дослідив цефейди — зорі з характерними пульсаціями, періоди яких вказують на їхній істинний блиск (а отже, і на відстань до них) у 31 галактиці. Точність отриманого значення сталої Габбла становила близько 10 %. В сумісності з результатами вимірювань реліктового випромінювання це визначає вік 13.7 млрд років.

10. Всесвіт, що прискорюється

Зіставлення різних в часі знімків призвело не лише до виявленнядалекої наднової, але й до прискореного розширення Всесвіту. Прискорене розширення розпочалось приблизно 5 млрд років тому, а до того моменту воно гальмувалося. У 2004 р. «Габбл» виявив 16 далеких наднових, які тоді спалахнули. Дані спостереження накладають значні обмеження на теорії про те, чим може бути темна енергія. Найпростіша можливість полягає в тому, що енергія належить самому простору, навіть якщо він цілковито порожній. Нині спостереження далеких наднових залишається найкращим методом вивчення темної енергії. Роль «Габбла» у вивченні темної енергії величезна, тому астрономи будуть вдячні NASA, якщо телескоп буде збережений.

Джерело

<http://rutracker.org/forum/viewtopic.php?t=1823886>