

НАЦІОНАЛЬНЕ
КОСМІЧНЕ АГЕНТСТВО
УКРАЇНИ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ НАУК
УКРАЇНИ

КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

Журнал засновано в лютому 1995 р. ♦ Виходить 6 разів за рік

КИЇВ

Том 12, № 2/3, 2006

KYIV

ЗМІСТ

Златкін Ю. М., Ржемовський В. П., Кузнецов Ю. О.
Особливості керування Міжнародною космічною станцією
«Альфа» на початковому етапі польоту

Сорокин А. Ф., Цюх А. М., Нестерук В. Н., Власенко В. П.,
Залужний Р. Н., Сорокин А. А., Захарова М. Я., Арсентьев
И. Н., Тарасов И. С. Научно-технологический модуль ин-
жекции плазмы для микроспутника

Зімчук І. В., Іщенко В. І. Алгоритм цифрової корекції
орбітального гірокомпаса космічного апарату

Черногор Л. Ф. Тропический циклон как элемент системы
Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера

Панасенко С. В., Розуменко В. Т., Тирнов О. Ф., Черногор
Л. Ф. Динамические процессы в среднеширотной мезосфере

Ляшенко М. В., Скляров И. Б., Черногор Л. Ф., Черняк
Ю. В. Суточные и сезонные вариации параметров ионосфер-
ной плазмы в период спада сонечной активности

CONTENTS

- | | |
|----|---|
| 3 | Zlatkin Yu. M., Rzhemovskiy V. P., Kuznyetsov Yu. A. Particularities of control of the International Space Station "Alpha" at the initial stage of flight |
| 8 | Sorokin A. F., Tsyukh A. M., Nesteruk V. N., Vlasenko V. P., Zaluzhnyj R. N., Sorokin A. A., Zakharova M. Y., Arsentiev I. N., Tarasov I. S. Scientific technological module of plasma injection for microsatellite |
| 12 | Zimchuk I. V., Ischenko V. I. An algorithm for digital correction of the orbital gygocompass of a space vehicle |
| 16 | Chernogor L. F. The tropical cyclone as an element of the Earth — atmosphere — ionosphere — magnetosphere system |
| 37 | Panasenko S. V., Rozumenko V. T., Tyrnov O. F., Chernogor L. F. Dynamical processes in the midlatitude mesosphere |
| 45 | Lyashenko M. V., Sklyarov I. B., Chernogor L. F., Chernyak Yu. V. Diurnal and seasonal variations of ionospheric plasma parameters on solar activity abatement |

- Вариченко Л. В., Колобродов В. Г., Ладыка Я. Е., Микитенко В. И., Михеенко Л. А.* Методы и средства измерения энергетических характеристик оптико-электронных систем космического зондирования Земли
- Волошин В. И., Бушуев Е. И., Левенко А. С., Шапарь А. Г., Емец Н. А., Тяпкин О. К.* От оценки состояния природной среды методами дистанционного зондирования Земли к обеспечению устойчивого развития общества
- Станкевич С. А.* Імовірнісно-частотна оцінка еквівалентної просторової розрізненості багатоспектральних аерокосмічних знімків
- Новиков А. В., Яценко В. А.* Новый подход к проблеме стохастической оптимизации линейных динамических систем с параметрическими неопределенностями
- Горностаев Г. Ф., Пасичный В. В., Ткаченко Г. В.* Метод измерения лучистой составляющей теплового потока на поверхности керамической теплозащиты
- Ємець В. В.* Експеримент з моделлю ракетного двигуна на газоподібному поліетиленовому пальному
- НАШІ АВТОРИ**
- 59** *Varichenko L. V., Kolobrodov V. G., Ladyka Ya. Ye., Mikitenko V. I., Mikheenko L. A.* Some methods and measurement means for energetic characteristics of optoelectronic Earth remote imagers
- 70** *Voloshyn V. I., Bushuev E. I., Levenko A. S., Shapar A. G., Yemets N. A., Tyapkin O. K.* From assessment of environment state using methods of the Earth remote sensing towards ensuring sustainable development of society
- 79** *Stankevich S. A.* Probabilistic-frequency evaluation of equivalent spatial resolution for multispectral aerospace images
- 83** *Novikov A. V., Yatsenko V. A.* A new approach to problem of stochastic optimization of linear dynamic systems with parametric uncertainties
- 98** *Gornostaev G. F., Pasichny V. V., Tkachenko G. V.* A method for measurement of the radiation component of thermal flow at ceramic heat-insulation surface
- 103** *Yemets V. V.* Experimental study of rocket engine model with gaseous polyethylene fuel
- 108** OUR AUTHORS

УДК 629.195.1

Ю. М. Златкін, В. П. Ржемовський, Ю. О. Кузнєцов

Науково-виробниче підприємство «Хартрон-Аркос», Харків

Особливості керування Міжнародною космічною станцією «Альфа» на початковому етапі польоту

Надійшла до редакції 15.04.05

Розглядаються питання динаміки й керування зв'язкою перших двох блоків Міжнародної космічної станції «Альфа» при економічному тривалому польоті. Наводяться результати натурних випробувань. Аналізується вплив на динаміку зв'язки аеродинамічного моменту з урахуванням роботи системи орієнтації сонячних батарей при проходженні тіньових ділянок орбіти.

Одним із видатних проектів людства на рубежі ХХ-ХХІ сторіч, безумовно, є створення Міжнародної космічної станції (МКС) «Альфа». У космосі реалізація цього проекту, яка зажадала об'єднання зусиль багатьох країн, почалася 20 листопада 1998 р. із запуску функціонально-вантажного блоку (ФВБ) «Зоря» з системою керування (СК), розробленою АТ «Хартрон». Збирання станції розпочалося 6 грудня 1998 р. зі стикування із блоком «Зоря» американського модуля NODE1 Unity, який було виведено на орбіту шатлом «Endeavour».

Наступним елементом МКС мав бути пілотований службовий модуль (СМ) «Зірка», але його пуск відкладався. Тому система керування ФВБ «Зоря» мала забезпечити тривалий орієнтований політ зв'язки до стикування із службовим модулем з метою підтримки теплового й енергетичного режимів. При цьому заощаджувались робоче тіло й ресурс приладів СК.

У результаті досліджень [1, 3] обрано наступний режим роботи. Спочатку буде зв'язка на базі орбітальної орієнтації. Потім виконується програмний розворот з метою орієнтації поздовжньої осі зв'язки OX зв'язаної системи координат (ЗСК) уздовж гравітаційної вертикалі (у зеніт або надир), і

далі зв'язка «закручується» навколо поздовжньої осі з кутовою швидкістю 0.25...0.5 град/с та навколо ортогональної до неї осі OZ ЗСК з орбітальною кутовою швидкістю 0.065 град/с; після чого СК вимикають. Обертання навколо осі OX забезпечує рівномірне освітлення станції Сонцем, а обертання навколо осі OZ — незмінність напрямку поздовжньої осі OX по гравітаційній вертикалі.

Із часом під дією зовнішніх моментів, що збурюють рух зв'язки, модуль вектора абсолютної кутової швидкості зменшується, а кут між місцевою гравітаційною вертикаллю й поздовжньою віссю зв'язки збільшується, тобто потрібно періодично «дозакручувати» зв'язку, а при необхідності перед закруткою відновлювати гравітаційну орієнтацію. Крім того, для контролю стану зв'язки необхідно періодично вимикати СК в режимі індикації, щоб виміряти кутові швидкості обертання зв'язки й передавати вимірювання в складі телеметричної (ТМ) інформації в Центр керування польотами. Тому типові циклограмми режимів роботи СУ ФВБ мали вигляд, представлений на рис. 1.

Саме такий спосіб керування дозволив заощаджувати ресурс СК, робоче тіло двигунів стабілізації при досить рівномірній освітленості

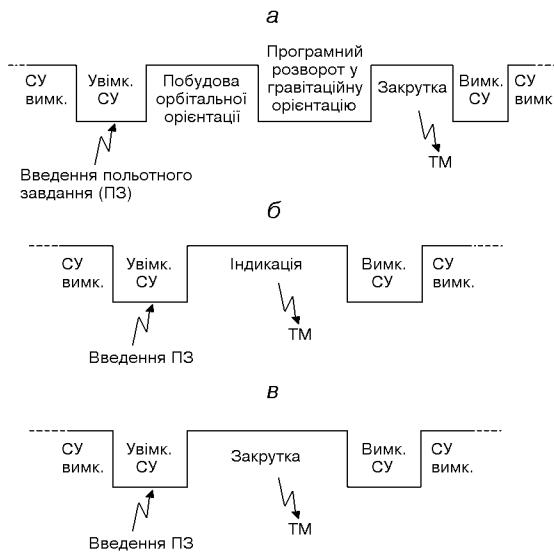


Рис. 1. Типові циклограми режимів роботи СК ФВБ при управлінні зв'язкою ФВБ+NODE1: *а* — закрутка з попередньою побудовою орієнтації, *б* — режим індикації, *в* — закрутка без відновлення орієнтації

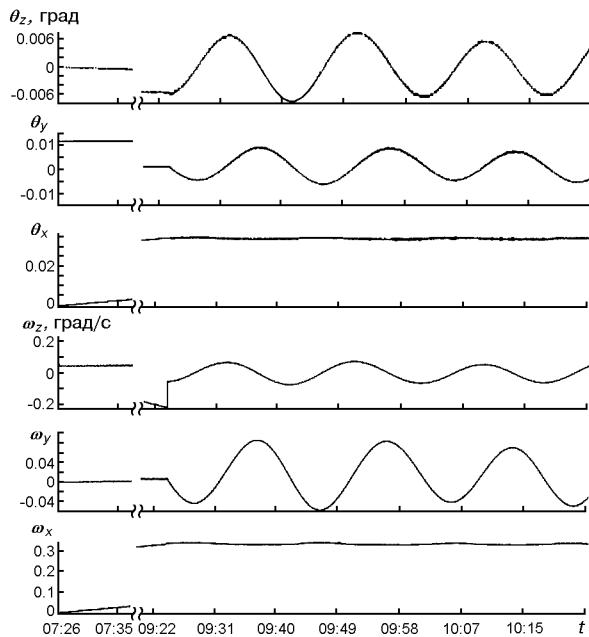


Рис. 2. Телеметричні параметри СК МКС «Альфа» у режимі закрутки: θ_j — збільшення кутів повороту зв'язки навколо осей ЗСК за такт БЦОМ (інформація гіроскопічного вимірювача вектора кутової швидкості), ω_j — оцінки проекцій вектора абсолютної кутової швидкості зв'язки на осі ЗСК, $j = x, y, z$

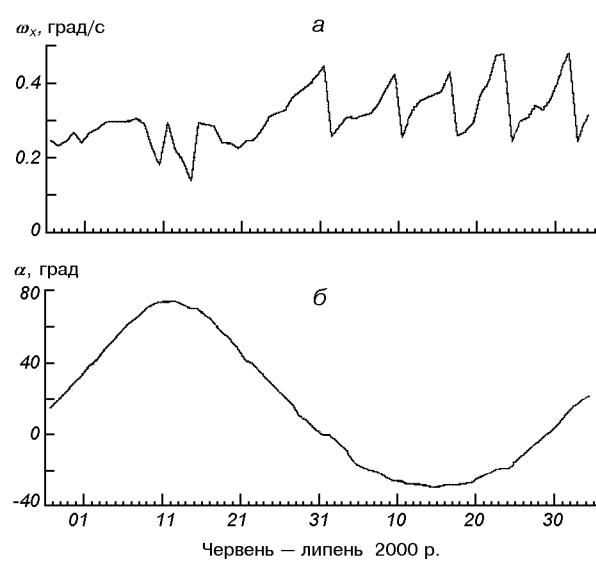


Рис. 3. Зміна кутової швидкості закрутки зв'язки ФВБ+NODE1 (*а*) та фазового кута α «Сонце—об'єкт—Земля» (*б*)

зв'язки, що забезпечувало необхідний тепловий і енергетичний режими станції. У цілому основні результати аналітичних досліджень і математичного моделювання були підтвердженні натурними випробуваннями.

На рис. 2 показані графіки, що відображають динаміку зв'язки після її закрутки, побудовані по ТМ-інформації СК ФВБ.

Разом з тим спостерігалось несподіване збільшення кутової швидкості обертання зв'язки навколо поздовжньої осі OX на деяких витках. На рис. 3, *а* показана її зміна протягом двох місяців польоту: з 27 травня по 26 липня 2000 р. (до стикування зі СМ «Зірка»).

Як видно з 27 травня по 18 червня 2000 р. мало місце гальмування обертання зв'язки, а в період з 19 червня по 26 липня 2000 р. — її прискорення. При цьому режим прискорення задіявся для виконання операції демпфування обертання зв'язки навколо осі OX до заданої в ПЗ величини кутової швидкості, що дорівнювала 0.25 град/с.

На рис. 3, *б* показано зміну фазового кута α «Сонце — об'єкт — Земля» на тому ж двомісячному інтервалі часу.

Зіставляючи рис. 3, *а* і *б*, можна помітити деяку кореляцію між величиною фазового кута α і характером зміни кутової швидкості обертан-

ня зв'язки: при значенні кута $\alpha > 40^\circ$ спостерігається гальмування обертання станції, а при $\alpha < 40^\circ$ — її розкручування.

Через те що ні у ФВБ, ні в модулі NODE1 не було масивних обертових мас, які могли б спричинити розкручування зв'язки, то було висунуто гіпотезу, що ймовірним джерелом зміни кінетичного моменту зв'язки є зовнішній аеродинамічний момент. Але конфігурація зв'язки ФВБ+NODE1 була близька до симетричної відносно осі OX ЗСК, а дві обертові сонячні батареї ФВБ загальною площею близько 78 м^2 синхронно направлялися автономною системою орієнтації сонячних батарей (СОСБ) на Сонце. Крім того, СК в основному перебувала у вимкненому стані, тому ТМ-інформації для аналізу було недостатньо, і питання про причину розкручування зв'язки деякий час залишалося неясним.

Відсутня інформація була отримана в режимі активної тривалої орбітальної стабілізації. ТМ-інформація про вектор стану зв'язки за три витки польоту показала, що на перших двох витках при вході зв'язки в тінь з'являвся збурюючий момент, який діяв в основному навколо осей OX і OY ЗСК. На сонячній ділянці орбіти момент зникав. На третьому витку збурюючий момент був відсутній.

На сонячних ділянках перших двох аналізованих витків СОСБ, що має розв'язані приводи двох симетричних СБ, повинна була забезпечувати синхронне спостереження панелей СБ1 і СБ2 за Сонцем. На третьому витку за командою з Землі вони були зафіксовані у симетричному кутовому положенні відносно корпуса ФВБ.

Результатом спільної роботи фахівців груп аналізу СК й СОСБ стало виявлення такої особливості функціонування СОСБ. При проходженні зв'язкою півтіні приводи СБ1 і СБ2 починали обертатися асинхронно, намагаючись підтримувати орієнтацію відповідної СБ на Сонце. При входженні у повну тінь обертання приводів припинялося, і панелі СБ1 та СБ2 зупинялися кожна у своєму кутовому положенні. При виході зв'язки з тіні на ділянці півтіні відновлювався процес обертання батарей, а після виходу з півтіні встановлювався режим синхронного спостереження двох батарей за Сонцем.

На рис. 4 показані результати обробки ТМ-інформації СОСБ про кутове положення панелей СБ і балістичні дані про умови освітлення для витка 572, які наочно ілюструють описану вище динаміку роботи СОСБ. На рис. 4 кутове положення A СБ указано номером сектора приводу СОСБ, у якому знаходитьться в даний момент часу площа СБ.

Припустимо, що при вході в тінь після проходження зв'язкою на орбіті ділянки напівтіні СБ1 і СБ2 установилися на кути γ_1 і γ_2 відповідно (рис. 5).

На зв'язку впливає сумарний аеродинамічний момент M_{AEP} , який дорівнює сумі аеродинамічних моментів, що діють на корпус зв'язки M_K і на дві сонячні батареї ФВБ $M_{\text{СБ1}}$ і $M_{\text{СБ2}}$:

$$M_{\text{AEP}} = M_K + M_{\text{СБ1}} + M_{\text{СБ2}}.$$

Надалі величиною M_K будемо нехтувати.

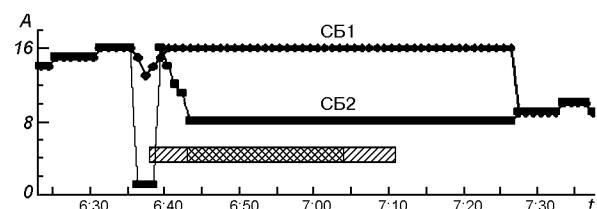


Рис. 4. Кутові положення СБ і характерні по освітленості ділянки орбіти на витку 572

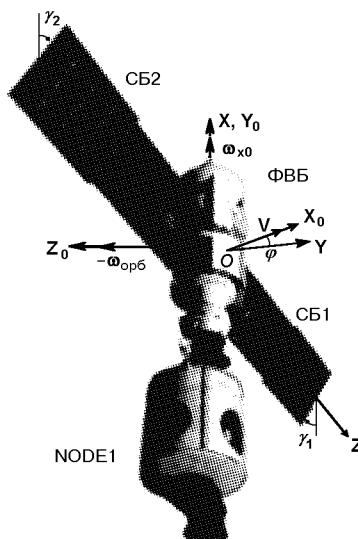


Рис. 5. Політ зв'язки ФВБ+NODE1 у гравітаційній орієнтації із закруткою ($OX_0Y_0Z_0$ — орбітальна система координат, $OXYZ$ — зв'язана система координат, $\omega_{\text{орб}}$ — вектор орбітальної кутової швидкості)

Аеродинамічну силу P , що діє на площинку S , можна визначити за формулою [2]

$$\mathbf{P} = -0.5cS\rho V^2 \frac{\mathbf{V}}{V},$$

де c — коефіцієнт пропорційності (для абсолютно непружного удару молекул зовнішнього середовища об тверду поверхню $c = 2$), ρ — щільність атмосфери; V — відносна швидкість зв'язки й атмосфери.

Через те що кут α між нормальню до площинки S і її вектором швидкості відносно зовнішнього середовища в загальному випадку не дорівнює нулю, за S необхідно приймати величину лобової площи поверхні $S_m = S \cos \alpha$ (площа міделя). Тоді аеродинамічний момент M , що діє на площинку S , буде визначатися формулою

$$\mathbf{M} = \mathbf{r} \times \mathbf{P} = -(\mathbf{P} \times \mathbf{r}) = r S_m \rho V^2 \left(\frac{\mathbf{V}}{V} \times \frac{\mathbf{r}}{r} \right),$$

де $\mathbf{r} = \{r_j\}$ ($j = x, y, z$) — радіус-вектор центра тиску аеродинамічної сили.

Знайдемо вираз для вектора $\frac{\mathbf{V}}{V} \times \frac{\mathbf{r}}{r}$ за умови, що зв'язка гравітаційно орієнтована та обертається навколо поздовжньої осі OX з кутом крену φ . При цьому припустимо, що через конструктивні особливості зв'язки можна прийняти $r_z \gg r_x \approx r_y \approx 0$, тобто $\mathbf{r} = (0, 0, r)$, де $r = r_z$. Тоді маємо

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi & \sin \varphi \\ 0 & -\sin \varphi & \cos \varphi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = V \begin{bmatrix} 0 \\ \cos \varphi \\ -\sin \varphi \end{bmatrix}, \\ \frac{\mathbf{V}}{V} \times \frac{\mathbf{r}}{r} &= (\cos \varphi \ 0 \ 0)^T. \end{aligned}$$

Отже, значення аеродинамічних моментів, що діють на СБ1 і СБ2 ФВБ, можна обчислити за формулами

$$M_{CB1x} = r S_{m1} \rho V^2 \cos \varphi = r S \rho V^2 \cos \gamma_1 \cos^2 \varphi,$$

$$M_{CB2x} = -r S_{m2} \rho V^2 \cos \varphi = -r S \rho V^2 \cos \gamma_2 \cos^2 \varphi.$$

Тут площи міделя СБ1 і СБ2 прийняті рівними

$$S_m = S \cos \gamma_i \cos \varphi \quad (i = 1, 2).$$

Тоді проекцію на вісь OX ЗСК моменту аеродинамічних сил при польоті зв'язки в гравітаційній орієнтації представимо у вигляді

$$\begin{aligned} M_{AEPx} &= M_{CB1x} + M_{CB2x} = \\ &= r S \rho V^2 \cos \gamma_1 \cos^2 \varphi - r S \rho V^2 \cos \gamma_2 \cos^2 \varphi = \\ &= r S \rho V^2 (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2) \cos^2 \varphi. \end{aligned} \quad (1)$$

Нехай кутова швидкість закрутки навколо осі OX гравітаційно зорієнтованої зв'язки дорівнює ω_{x0} . У припущені, що зв'язка є твердим тілом, майже симетричним відносно осі OX , її рух навколо центра мас у каналі крену після вимикання СК при урахуванні тільки аеродинамічних сил описується системою рівнянь

$$\begin{cases} I_x \dot{\omega}_x = M_{AEPx}, \\ \dot{\varphi} = \omega_x. \end{cases} \quad (2)$$

Підставивши у перше рівняння системи (2) вираз для аеродинамічного моменту (1), одержимо

$$\dot{\omega}_x = r S \rho V^2 (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2) I_x^{-1} \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

звідки

$$\dot{\omega}_x = r S \rho V^2 (\cos \gamma_1 - \cos \gamma_2) I_x^{-1} \int_{t_n}^{t_k} \cos^2 \varphi(t) dt + \omega_{x0}, \quad (4)$$

де t_n, t_k — початок і кінець тіні.

Вважаємо, що на сонячній стороні орбіти СОСБ забезпечує спостереження СБ за Сонцем, і кути повороту батарей дорівнюють один одному: $\gamma_1 = \gamma_2$. Тоді, як видно з виразу (3), $\dot{\omega}_x = 0$, тобто кутова швидкість ω_x зберігає постійне значення: $\omega_x = \omega_{x0} = \text{const}$.

На тіньовій стороні орбіти спостереження за Сонцем немає і $\gamma_1 = \text{const}$, $\gamma_2 = \text{const}$, причому в загальному випадку $\gamma_1 \neq \gamma_2$. Значення інтеграла у виразі (4), залежно від співвідношень величин швидкості закрутки ω_{x0} , тривалості тіні $t_k - t_n$ і фаз кута φ на границях тіні, може бути позитивним, негативним, або нулем.

Отже, на тіньовій стороні орбіти при $\gamma_1 \neq \gamma_2$ величина кутової швидкості ω_x може або збільшуватися, або зменшуватися на деяку величину $\Delta \omega_x$. Одержано формулу для її оцінки.

Лініаризуємо рівняння зв'язки щодо номінального руху: $\omega_{x0} = \text{const}$, $\varphi_0 = \omega_{x0} t$, подаючи величину ω_x у вигляді постійної кутової швидкості закрутки ω_{x0} і її варіації $\Delta \omega_x$, тобто $\omega_x = \omega_{x0} + \Delta \omega_x$, а кут крену — у вигляді $\varphi = \varphi_0 + \Delta \varphi$. Тоді згідно з (1) і (2) при куті крену $\varphi(0)$ на вході в тінь, одержимо

$$\begin{aligned}\Delta\dot{\omega}_x &= Q \cos^2(\varphi_0 + \Delta\varphi) = \\ &= Q \cos^2(\omega_{x0}t + \varphi(0) + \Delta\varphi),\end{aligned}\quad (5)$$

де величина $Q = rS\rho V^2(\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2)I_x^{-1}$ залишається постійною у тіні.

З огляду на те, що $\omega_{x0} \gg \Delta\omega_x$, $\varphi_0 \gg \Delta\varphi$ і $\Delta\omega_x(0) = 0$, з (5) одержимо формулу для верхньої оцінки величини зміни кутової швидкості обертання зв'язки на тіньовій ділянці орбіти:

$$\begin{aligned}\Delta\omega_x(t) &= Q \int_0^t \cos^2(\omega_{x0}\tau + \varphi(0)) d\tau = \\ &= 0.5Q \int_0^t [1 + \cos 2(\omega_{x0}\tau + \varphi(0))] d\tau.\end{aligned}$$

Звідси маємо

$$\begin{aligned}\Delta\omega_x(t) &= \\ &= 0.5Q[t + 0.5\omega_{x0}^{-1} [\sin 2(\omega_{x0}t + \varphi(0)) - \sin 2\varphi(0)]].\end{aligned}\quad (6)$$

Очевидно, мінімальним інтервалом інтегрування $t = T$, на якому $\Delta\omega_x$ набуває максимальних значень, є відрізок часу, за який зв'язка здійснить півоберта, наприклад, від $\varphi(0) = -90^\circ$ до $\varphi(T) = 90^\circ$, тобто $T = \pi/\omega_{x0}$. При цьому формула (6) для $\Delta\omega_x$ матиме вигляд

$$\begin{aligned}\Delta\omega_x &= 0.5\pi Q \omega_{x0}^{-1} = \\ &= 0.5\pi r S \rho V^2 (\cos\gamma_1 - \cos\gamma_2) (I_x \omega_{x0})^{-1}.\end{aligned}$$

Якщо зв'язка ФВБ+NODE1 і зовнішнє середовище характеризуються параметрами $I_x = 94000 \text{ кг}\cdot\text{м}^2$, $r = 7 \text{ м}$, $S = 39 \text{ м}^2$, $V = 7673 \text{ м}/\text{с}$, $\gamma_1 = 0^\circ$, $\gamma_2 = 90^\circ$, $\omega_{x0} = 0.25 \text{ град}/\text{с}$, $\rho = 5.606 \cdot 10^{-12} \text{ кг}/\text{м}^3$ (на висоті 400 км у тіні), то зміна кутової швидкості обертання зв'язки при разовому проходженні тіньової ділянки орбіти буде становити близько 0.02 град/с. За одну добу МКС здійснює в середньому 16 витків навколо Землі. Отже, через декілька діб польоту кутова швидкість обертання зв'язки може істотно змінитися, що й спостерігалося при натурних випробуваннях МКС на початковому етапі польоту [4].

Дані результати ще раз підтвердили істотний вплив аеродинамічних моментів на динаміку польоту навколоземних космічних апаратів,

особливо таких великовагабаритних об'єктів, як довгострокові орбітальні станції. Причому, важливо не тільки уточнювати їхні математичні моделі за результатами натурних випробувань або розробляти способи компенсації впливу аеродинамічних збурювань на процеси керування, але й приділяти увагу розробці способів керування, що використовують їх, з метою підвищення економічності СК та живучості космічних апаратів [5].

1. Материалы к летным испытаниям системы 77М34М в составе Международной космической станции / Ю. М. Златкин, В. П. Ржемовский, Г. В. Беляев и др.—№ ТО-13070.03-878-14/98. — Харьков: НПП «Хартрон-Аркос», 1998.—293 с.
2. Раушенбах Б. В., Токарь Е. Н. Управление ориентацией космических аппаратов. — М.: Наука, 1974.—600 с.
3. Техническая справка по оценке возможностей длительной экономичной квазиорбитальной ориентации и по оценке расходов рабочего тела для космического аппарата типа «ФГБ+NODE» / В. С. Столетний, Ю. А. Кузнеццов, Т. Ю. Грибанова и др. — Изв. № 11047005. — Харьков: НПП «Хартрон-Энкос», 1995.—40 с.
4. Технический отчет по результатам летной эксплуатации системы управления 77М34М целевого модуля 77КМ «Заря» в составе МКС «Альфа» / Ю. М. Златкин, В. П. Ржемовский, Ю. А. Кузнеццов и др.—№ ТО-13070.03-8002-30/00. — Харьков: НПП «Хартрон-Аркос», 2000.—107 с.
5. Удалой В. А., Иванов Н. М., Соколов Н. Л. и др. Некоторые особенности оперативного управления космическим аппаратом «Океан-О» // Материалы 10 Санкт-Петербургской междунар. конф. по интегрированным навигационным системам. — СПб.: ЦНИИ «Электроприбор», 2003.—С. 109—113.

PARTICULARITIES OF CONTROL OF THE INTERNATIONAL SPACE STATION “ALPHA” AT THE INITIAL STAGE OF FLIGHT

Yu. M. Zlatkin, V. P. Rzhemovskiy, Yu. A. Kuznyetsov

We consider the questions of dynamics and control of sheaf of first two blocks of the International Space Station “Alpha” during economic long flight. The results of flight tests are given. The influence on sheaf dynamics of the aerodynamic moment is analysed in view of the operation of the solar batteries orientation system in the passage of the sheaf through shadow parts of an orbit.

УДК 629.78: 551.510.535

А. Ф. Сорокин¹, А. М. Щюх¹, В. Н. Нестерук¹,
В. П. Власенко¹, Р. Н. Залужный¹, А. А. Сорокин²,
М. Я. Захарова³, И. Н. Арсентьев⁴, И. С. Тарасов⁴

¹ Центр контролю космічного простору Національного центру керування та випробувань космічних засобів Національного космічного агентства України, Євпаторія

²Таврійський національний університет. Сімферополь.

³Науково-виробниче підприємство ТІАМАС, Севастополь

⁴Фізико-технічний інститут ім. А. Ф. Йоффе Російської академії наук, Санкт-Петербург

Научно-технологический модуль инжеекции плазмы для микроспутника

Надійшла до редакції 10.12.04

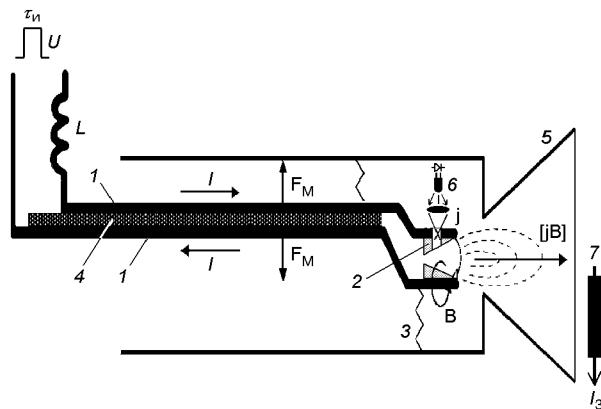
Розглядається можливість розташування на мікросупутнику багатофункціонального модуля, що складається з плазмового інжектора і гетеролазера. Наводяться основні характеристики інжектора, створеного на основі саморозімкнуваної дуги. Передбачається, що такий модуль дозволить провадити не лише корекцію орбіти та орієнтацію мікросупутника, але й може використовуватися в активних космічних експериментах.

Ориентация Национальной космической программы Украины на запуск микро- и наноспутников вызывает необходимость поиска новых подходов к разработке исследовательской и служебной бортовой аппаратуры. В частности, отдельные блоки и весь прибор в целом должны быть многофункциональными и допускать возможность решения многоцелевых задач. В наибольшей степени это относится к системам движителей для ориентации и перемещения спутников, которые находятся в рабочем состоянии непродолжительное время.

Малая полезная нагрузка рассматриваемого микроспутника ($M < 15$ кг) не позволяет разместить обычные (газовые, химические и ионные) двигатели даже в предельно миниатюризованном варианте, а ограничение мощности питания (~3 Вт) требует создания системы предварительного накопления энергии и импульсного режима работы движителя. Анализ оптимальных схем коррекции [5] показал, что наиболее

приемлемыми являются электроприводные двигатели с магнитогидродинамическим ускорением плазмы. Для уменьшения весовых нагрузок предпочтительно использовать эрозионные методы получения рабочего тела. Перечисленным требованиям отвечает торцовый импульсный малогабаритный ускоритель рельсотрон «Тимур» [1, 6–9].

Малые энергоемкость и напряжение питания (~ 100 В), отсутствие этапа подготовки разряда и сложной аппаратуры управления делает такой инжектор незаменимым в качестве двигателя при проведении микрокоррекций орбит космических аппаратов [10], где требуются ускорения порядка 10^{-5} м/с² [5]. Экспериментально подтверждена эффективность работы отдельного модуля, состоящего из сопла Лаваля и инжектора, размещаемого в его критическом сечении. Создаваемый импульс при длине токоподводов 7 см и активной области 0.7 см измерялся на крутильных весах. Минимально достигнутая



Инжектор плазмы: 1 — электроды, 2 — испаряемая вставка, 3 — пружина, 4 — изоляция, 5 — сопло Лаваля, 6 — лазер, 7 — ленгмюровский зонд

масса такого модуля составляет около 80 г. Такие ускорители нашли широкое применение в лабораторной и промышленной практике, и в данной работе обращено внимание на возможность их применения в космических условиях.

Схема устройства представлена на рисунке. В нерабочем состоянии электроды 1 с испаряемыми вставками 2 сжимаются пружиной 3. После подачи импульса напряжения U с длительностью τ_u электроды расталкиваются силами взаимодействия антипараллельных токов. При достаточной инерции электродов в месте их точечного контакта происходит испарение и ионизация материала вставок, где в облаке пара образуется дуговой канал. По окончании импульса напряжения электроды склоняются и устройство готово к очередному импульсу. Для исключения залипания электродов при соприкосновении собственное время колебаний системы токоподводов $\tau_c = \sqrt{mk}$ (m — приведенная масса токоподводов, k — коэффициент жесткости пружины) должно быть больше времени охлаждения электродов τ_m до температур меньших температуры плавления материала вставок T_0 : $\tau_c > \tau_T = l^2\xi^{-1}$, $l = (IU\tau_u)^{1/3}(c\rho T_0)^{-1/3}$, где ξ — коэффициент температуропроводности, c , ρ — удельная теплоемкость и плотность материала электродов соответственно, l — характерный размер электродных вставок.

В одном импульсе испаряется слой вещества с толщиной порядка теплового скин-слоя, если

выполняется условие $IU\tau_u \geq (\pi c\rho d^2 l_0 T_u + d^2 l_0 \rho v)$, где d — диаметр катодного пятна, T_u — температура испарения материала вставки, v — удельная теплота испарения.

По заданным этим условием величинам тока и действующим моментам сил упругости и Ампера выбирают минимальную длину токоподводов a согласно закону Ампера:

$$\frac{\mu_0 I^2 a^2}{4\pi b} \geq f\Delta\varphi ,$$

где μ_0 — магнитная проницаемость; b — расстояние между токоподводами ($b \ll a$), минимизируемое при заданном напряжении по пробойной толщине изоляции 4, f — модуль сдвига материала токоподвода (для пружин — эквивалентная величина), $\Delta\varphi$ — угол расхождения токоподводов.

При горении дуги условие равновесия сил магнитных и упругости обеспечивает самостабилизацию дуги. Вследствие малого расстояния между электродными вставками газокинетическое давление $nk_B T$ оказывается меньшим, чем сила магнитного давления $\mu_0 H^2 / 2$, действующая на дуговой канал, что приводит к его МГД-ускорению без применения добавочных внешних магнитных полей.

Для упрощения конструкции инжектора в пробных экспериментах токоподводы изготавливались из упругой фольги (бериллиевая бронза БРХ) толщиной 0.1—0.4 мм.

Изготовленное устройство имело длину 0.12 м и максимальный поперечный размер 0.008 м, что позволило использовать его, например, для восстановления покрытий на внутренней поверхности разъемов в заводских условиях.

В силу квадратичной зависимости силы взаимодействия между токоподводами от величины тока, линейной зависимости количества распыляемого материала от нее и слабого изменения $\rho c \sim (0.5—1)$ Кал/(см³ г) для различных материалов, оказалось достаточным изменение a и внешних параметров цепи при перестройке системы от алюминия к таким радикально отличающимся материалам, как углерод и вольфрам (индуктивность L изменялась в пределах от 20 до 60 мкГн, напряжение $20 < U < 300$ В, длительность импульса (формировался тиристорным ключом) $5 \cdot 10^{-4} < \tau_u < 10^{-3}$ с. Эксперименты

показали, что оптимальная (по максимуму распыляемого материала) величина тока составляет 0.3—0.4 кА при длине электродов $L = 10$ см, $b = 0.01$ см (изолятор — лавсан). При больших токах наблюдается недопустимая эрозия электродов с образованием питтингов, что объясняется пинчеванием разряда.

Для измерения некоторых параметров плазмы устройство размещалось внутри отрезка волновода 3-см диапазона, возбуждаемого штыревой антенной и являющегося резонатором [4]. При расширении облака дуговой плазмы происходит перестройка эффективной длины резонатора (при электронной плотности $n_e \geq 10^{13}$ см⁻³), и на измерительной антенне наблюдается максимум сигнала при прохождении плазмой пучности стоячей волны. Измерения показали, что при оптимальной величине тока разряда максимальная скорость сгустка слабо зависит от вида рабочего тела и составляет $V \approx 2 \cdot 10^4$ м/с, полное число частиц в сгустке $N \sim 10^{19}$, отношение продольной составляющей к поперечной (расходимость) ~ 0.05 , длительность импульса инжекции плазмы ~ 10 мс.

В описанных экспериментах основное внимание уделялось параметрам покрытий, получаемых с помощью инжектора. Для поставленной задачи — использования инжектора в качестве движителя микроспутника, необходимо провести лабораторные исследования по оптимизации материала вставок (параметры ρ , v , c), максимизации импульса, передаваемого спутнику

$$M \cdot u = N_I \sqrt{3kT_I m_A} + N_A \sqrt{3kT_A m_A} S/S_k ,$$

где M , u — масса и приращение скорости микроспутника, N_I , T_I — полное число и температура ионов в инжектируемом плазменном сгустке, N_A , T_A — полное число и температура атомов, получающихся в результате перезарядки и рекомбинации ионов (до 30 % по уравнению Саха), S/S_k — отношение сечений сопла Лаваля, формирующего поток быстрых атомов, m_A — атомная масса материала рабочего тела.

Предварительные лабораторные эксперименты показали, что начало зажигания определяется законом Пашена по атомам остаточного газа. Тепловая и автоионизация атомов микроэстрий поверхности эрозии являются существенно более медленными процессами, что снижает эффек-

тивность процесса ускорения плазмы. Для оптимизации параметров разряда в условиях космического вакуума ($\sim 10^{-12}$ мм. рт. ст. для предполагаемых высот полета микроспутника) необходимо предварительное испарение рабочего тела (эвтектические сплавы, амальгамы) с целью создания локального давления $\sim 10^{-3}$ мм. рт. ст. в области контакта токопроводов. Для этого необходимо устройство, обеспечивающее большой удельный вклад энергии. В качестве испарителя предполагается использовать недавно разработанные на основе нанотехнологий миниатюрные инжекционные гетеролазеры 6 [11]. Эти однодомовые лазеры (стационарная мощность 15 Вт) — базовые элементы фазированной линейки для систем передачи мощных потоков излучения — имеют габариты порядка 0.1—5 мм. Так как расходимость лазерного луча достаточно велика (при ширине полоска 100—200 мкм: 1—1.5° параллельно $p-p$ -переходу и 18° в перпендикулярном направлении), луч фокусируется на поверхность рабочего тела через отверстие в одном из токоподводов в пятно диаметром 10 мкм, что приводит к локальному импульсному перегреву поверхности рабочего тела. Мощности лазера достаточно для испарения 10^{-5} г вещества за импульс длительностью 10^{-6} с и создания локального давления, достаточного для пробоя в соответствии с кривой Пашена — Бака.

Фиксация срабатывания инжектора в нужном режиме производится по двум параметрам: напряжению питания и сигналу ленгмюровского зонда 7, расположенного на срезе сопла Лаваля 5. Очевидно, что этот же зонд можно использовать и для измерения параметров орбитальной плазмы (n_i , T_e).

Описанное устройство является идеальным источником быстрой плазмы для проведения активных экспериментов по исследованию магнитосферы и ионосферы Земли. Спектр задач, решаемых в таких экспериментах, весьма широк — от изучения структуры электрических и магнитных полей, инициации высыпаний электронов до генерации излучений различного вида, регистрируемых наземными средствами. Такие эксперименты не требуют установки дополнительной бортовой аппаратуры, но актуальность и разнообразие решаемых задач [2, 3] может служить серьезным обоснованием для запуска специализированного микроспутника.

1. А. с. СССР, МКИ F03Н1/00. Электрореактивный двигатель рельсотронного типа // А. Ф. Сорокин, Т. А. Сорокин, № 1626769; Заявл. 06.10.88; Опубл. 08.03.90. Бюл. № 15.
2. Власенко В. П., Крижановский Є. А., Сорокин О. Ф., Цюх О. М. Система моніторингу навколоземного космічного простору // Наука і оборона.—2003.—№ 4.—С. 50—52.
3. Козлов С. И., Смирнова Н. В. Методы и средства создания искусственных образований в околосземной среде и оценка характеристик возникающих возмущений // Космич. исслед.—1992.—30, вып. 4.—С. 629—678.
4. Осипов Н. А., Сорокин А. Ф. Локальная диагностика плазмы // Программа и аннотации докладов совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. — Сухуми: СГУ, 1970.—Кн. 5.—С. 62.
5. Салмин В. В. Оптимизация космических перелетов с малой тягой. — М.: Машиностроение, 1987.—136 с.
6. Сорокин А. Ф. Микроканальные пластины расширенного динамического диапазона // Тез. докл. конф. «Визуализация рентгенодифракционных изображений дефектов в кристаллах». — Ереван, 1983.—С. 5.
7. Сорокин А. Ф. Дуговой источник частиц // Приборы и техника эксперимента.—1985.—№ 5.—С. 141—142.
8. Сорокин А. Ф., Ан В. Б. Способ локализации коррозионных повреждений // Защита от коррозии в химических отраслях промышленности: Тез. докл. — Черкассы, 1985.—С. 115—120.
9. Сорокин А. Ф., Захарова М. Я., Арутюнян К. А. Плазмодинамическое устройство для нанесения локализованных покрытий // Машиноведение.—1987.—№ 5.—С. 117—118.
10. Сорокин А. Ф., Цюх А. М., Маслов В. И., Власенко В. П. Плазменный инжектор для космических технологий // Космічна наука і технологія. Додаток.—2002.—8, № 2.—С. 369—374.
11. Pikhtin N. A., Tarasov I. S., Alferov Zh. I., et al. Properties of wide mesastripe InGaAsP/InP heterolasers // Semiconductors.—2000.—34 (7).—P. 886.

SCIENTIFIC TECHNOLOGICAL MODULE OF PLASMA INJECTION FOR MICROSATELLITE

A. F. Sorokin, A. M. Tsyukh, V. N. Nesteruk,
V. P. Vlasenko, R. N. Zaluzhnyj, A. A. Sorokin,
M. Y. Zakharova, I. N. Arsentiev, I. S. Tarasov

The possibility to accommodate aboard a microsatellite a multi-functional module consisting of a plasma injector and heterolaser is considered. It is shown that a module of this kind allows one not only to make orbit correction and microsatellite orientation but also may be used in active space experiments.

УДК 681.518

I. В. Зімчук, В. І. Іщенко

Житомирський військовий інститут радіоелектроніки імені С. П. Корольова

**Алгоритм цифрової корекції
орбітального гірокомпаса космічного апарату**

Надійшла до редакції 03.06.05

Синтезовано алгоритм цифрового управління орбітальним гірокомпасом космічного апарату. Наводяться результати цифрового моделювання.

Розв'язання задач, що ставляться перед штучними супутниками Землі, потребує високоточної орієнтації супутника відносно орбітальної системи координат, яка пов'язана з вертикалью місця та площею орбіти [1]. Для імітації на борту космічного апарату площини орбіти та вимірювання кутового положення супутника відносно площини орбіти використовуються орбітальні гірокомпаси (ОГК) або гіроорбітанти [1, 3—5]. Гіроорбітанти відносяться до класу гіроскопічних вимірювачів, які будується за принципом вільного гіроскопа і ґрунтуються на властивостях останнього зберігати положення осі власного обертання незмінним відносно інерційного простору. Для вимірювання двох кутів, наприклад, курсу та крену, на борту КА достатньо розташувати один тристепеневий гіроскоп, головна вісь якого в зоріентованому положенні збігається з напрямком вектора кутової орбітальної швидкості, а вісь зовнішньої рамки підвісу виставляється за геоцентричною вертикаллю. Інформація про кутове положення КА зникається з датчиків кутів, ротори яких жорстко пов'язані з відповідними осями гіроскопа, а статори пов'язані з корпусом КА. Для вимірювання трьох кутів необхідно мати не менше двох тристепеневих гіроскопів, головні осі яких взаємно перпендикулярні [2—4].

На точність гіроорбітанта впливають помилки стабілізації осі зовнішньої рами гіроскопа відносно сигналу місцевої вертикалі та наявність дрей-

фу осі кінетичного моменту відносно його початкового положення, який виникає внаслідок дії зовнішніх збурень (тертя в опорах підвісу, тяжіння тощо) та різного роду неминучих технологічних відхилень від ідеальної форми деталей підвісу і ротора гіроскопа. Внаслідок цього для забезпечення високої точності орієнтації КА у просторі виникає необхідність здійснювати періодичну корекцію положення осі гіроскопа за допомогою спеціальних керуючих контурів. Однак використання аналогових регуляторів положенням не завжди забезпечує бажану швидкодію приладу під час виставлення та відсутність помилок у сталому режимі орієнтації. Підвищення точності ОГК може бути досягнуте використанням ряду методів, серед яких застосування високоточных гіроскопів, комплексування вимірювальних пристрій, використання априорної інформації про модель відходів гіроскопів з подальшою їхньою компенсацією, додаткова обробка коригувальних сигналів та вектора помилок [1, 3, 5]. Вказані шляхи спрямовані на апаратне удосконалення гірокомпасу. Альтернативним шляхом підвищення точності ОГК є застосування цифрових коригувальних пристрій з реалізованими на їхній базі алгоритмами управління [1]. Впровадження цифрових пристрій управління дозволяє досягти принципових змін характеристик приладу, забезпечити програмування та високу обчислювальну потужність і надійність, низькі техніко-економічні

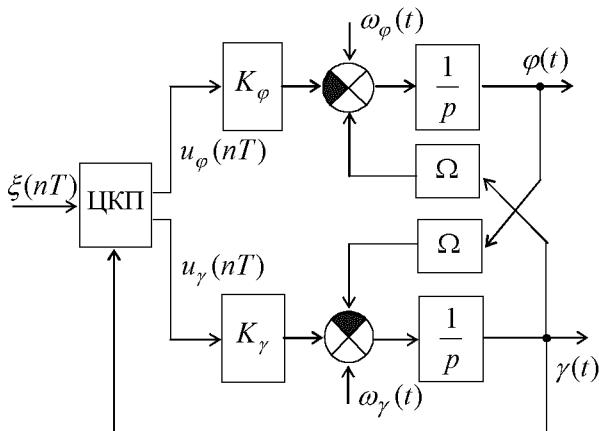


Рис. 1. Структурна схема однороторної гіроорбіти з цифровим управлінням

показники. Застосуванню цифрових алгоритмів для управління ОГК присвячено ряд публікацій [1, 4]. Однак у переважній більшості робіт розглядаються питання застосування алгоритмів оптимальної фільтрації вимірювань відповідних датчиків та використання апріорної інформації про модель дрейфу гіроскопів з подальшою їх компенсацією. При цьому питання формування сигналу управління аналоговою частиною не розглядаються. В зв'язку з цим метою даної роботи є покращення динамічних та статичних характеристик ОГК за рахунок доповнення існуючої аналогової системи підсистемою цифрової корекції.

Задача синтезу алгоритму цифрової корекції ставиться за допомогою структурної схеми однороторної гіроорбіти, що приведена на рис. 1 [1]. Гіроорбіта представлена цифровим коригувальним пристроєм (ЦКП) та неперервною частиною у складі підсилювачів з коефіцієнтами підсилення K_y , K_φ та датчиків моментів з передаточною функцією $1/p$. Вхідними діями є сигнал місцевої вертикалі $\xi(nT)$ та відходи гіроскопа $\omega_\gamma(t)$ і $\omega_\varphi(t)$, а вихідними — оцінкові значення кутів орієнтації супутника відносно площини орбіти: кут крену $\gamma(t)$ та курсу $\varphi(t)$. Вплив перехресних зв'язків визначається величиною орбітальної швидкості Ω . Цифровий коригувальний пристрій може входити до складу бортової ЕОМ. Він виконує функції вимірювача сигналу розузгодження $\varepsilon(nT)$ між сигналами $\xi(nT)$ та

$\gamma(nT)$, а також здійснює управління аналоговою частиною гіроорбіти.

Припускається, що вхідна дія на систему управління ОГК в дискретні моменти часу $t_n = nT$ в режимі стабілізації описується рівнянням

$$\xi(n) = \xi, \quad (1)$$

а в режимі виставлення (приведення КА до осей орбітальної системи координат) — рівнянням

$$\xi(n) = \xi(n-1) + \Delta\xi(n-1)T, \quad (2)$$

де T — інтервал часової дискретизації, n — номер дискрети, ξ , $\Delta\xi$ — сигнали місцевої вертикалі та її перша різниця. Необхідно синтезувати алгоритм управління неперервною частиною ОГК, структура та параметри якої вважаються відомими. Критерій якості — мінімум середнього значення доданку абсолютних значень помилок стабілізації:

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |\varepsilon(n)| \rightarrow \min, \quad (3)$$

де $\varepsilon(n) = \xi(n) - \gamma(n)$ — помилка стабілізації гіроорбіти відносно геоцентричної вертикалі.

Для синтезу алгоритму цифрової корекції орбітального гірокомпаса КА використовується метод, що оснований на теорії інваріантності [6]. Згідно з цим методом передаточна функція цифрового регулятора визначається виразом

$$F(z) = \frac{C(z) - A(z)}{A(z)\psi(z)}, \quad (4)$$

де $C(z)$ — характеристичний поліном замкненої системи, який визначає її стійкість; $\psi(z)$ — дискретна передаточна функція об'єкта управління; $A(z)$ — поліном, який визначає точність системи управління та розраховується з умови

$$A(z)\xi(n) = 0.$$

Дискретні передаточні функції каналів крену та курсу з урахуванням екстраполяторів нульового порядку визначаються у вигляді [1]

$$2\psi_\gamma(z) = \frac{K_1 T z^{-1}}{1 - z^{-1}}, \quad (5)$$

$$2\psi_\varphi(z) = \frac{K_2 T z^{-1}}{1 - z^{-1}}, \quad (6)$$

де $K_1 = K_y T + K_\varphi \Omega T^2 / 2$, $K_2 = K_\varphi T - K_y \Omega T^2 / 2$.

Для забезпечення другого порядку астатизму цифрового регулятора за каналом крену поліном

$A(z)$ матиме вигляд

$$A_\gamma(z) = (1 - z^{-1})^2. \quad (7)$$

Характеристичний поліном замкненої системи визначається у вигляді [6]

$$C_\gamma(z) = (1 - Q_1 z^{-1})(1 - Q_2 z^{-1}). \quad (8)$$

Підстановкою рівнянь (5), (7) та (8) до виразу (4) розраховується передаточна функція цифрового регулятора:

$$F_\gamma(z) = \frac{a_0 + a_1 z^{-1}}{1 - z^{-1}}, \quad (9)$$

де

$$a_0 = \frac{2 - Q_1 - Q_2}{K_1}, \quad a_1 = \frac{Q_1 Q_2 - 1}{K_1}.$$

На підставі рівняння [6] для управлюючої дії

$$u(n) = F(z)\varepsilon(n) \quad (10)$$

визначається алгоритм управління аналоговою частиною:

$$u_\gamma(n) = a_0\varepsilon(n) + a_1\varepsilon(n - 1) + u_\gamma(n - 1). \quad (11)$$

Такий же підхід використовується і для синтезу алгоритму цифрової корекції каналу курсу. При визначеннях поліномах

$$A_\varphi(z) = (1 - z^{-1})^2,$$

$$C_\varphi(z) = (1 - Q_3 z^{-1})(1 - Q_4 z^{-1})$$

та передаточній функції об'єкта управління (6) за виразами (4) і (10) розраховується передаточна функція цифрового регулятора

$$F_\varphi(z) = \frac{b_0 + b_1 z^{-1}}{1 - z^{-1}} \quad (12)$$

та алгоритм управління

$$u_\varphi(n) = b_0\varepsilon(n) + b_1\varepsilon(n - 1) + u_\varphi(n - 1), \quad (13)$$

де

$$b_0 = \frac{2 - Q_3 - Q_4}{K_2}, \quad b_1 = \frac{Q_3 Q_4 - 1}{K_2}.$$

Дослідження синтезованого алгоритму управління ОГК КА проводилося шляхом математичного моделювання. При моделюванні неперервної частини використовувались рекурентні формули за методом трапецій [2]. Для інтегрувальних ланок маємо такі рекурентні рівняння:

$$\dot{\varphi}(k) = -K_\varphi u_\varphi(k) + \Omega\gamma(k - 1) + \omega_\varphi(k),$$

$$\varphi(k) = \frac{T}{2}[\dot{\varphi}(k) + \dot{\varphi}(k - 1)] + \varphi(k - 1),$$

$$\dot{\gamma}(k) = K_\gamma u_\gamma(k) - \Omega\varphi(k - 1) + \omega_\gamma(k),$$

$$\gamma(k) = \frac{T}{2}[\dot{\gamma}(k) + \dot{\gamma}(k - 1)] + \gamma(k - 1).$$

Моделювання проводилось при таких умовах [1]: $K_\gamma = 0.1 \text{ с}^{-1}$, $K_\varphi = 0.012 \text{ с}^{-1}$, $\Omega = 0.001 \text{ с}^{-1}$, $Q_1 = 0.95$, $Q_2 = 0.85$, $Q_3 = 0.95$, $Q_4 = 0.85$. Слід відмітити, що часовий параметр n змінюється через такт квантування $T = 0.1 \text{ с}$, а часовий параметр k змінюється через такт моделювання $T_0 = 0.01 \text{ с}$. Результати дослідження у вигляді помилки $\varepsilon(n)$ стабілізації осі зовнішньої рами для аналогового та синтезованого регуляторів при одиничній вхідній дії $\varphi(nT) = 1^\circ$ приведені на рис. 2, *a*, а при лінійній вхідній дії $\varphi(nT) = nT$ — на рис. 2, *б*. Із отриманих результатів видно, що порівняно з аналоговим регулятором

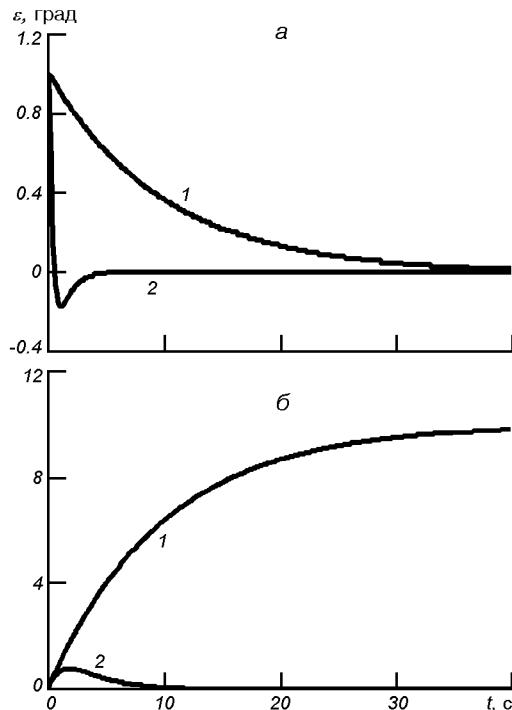


Рис. 2. Помилка стабілізації осі зовнішньої рами гіроскопа: *а* — при одиничній вхідній дії $\varphi = 1^\circ$, *б* — при лінійній вхідній дії $\varphi = nT$. Крива 1 — для аналогової системи, 2 — для цифрового регулятора

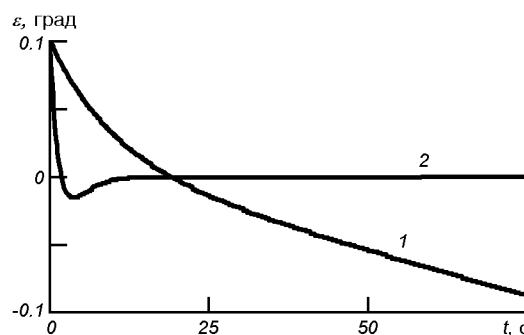


Рис. 3. Помилка стабілізації осі зовнішньої рами гіроскопа при наявності дрейфу. Крива 1 — для аналогової системи, 2 — для цифрового регулятора

застосування синтезованого алгоритму управління дозволяє зменшити час регулювання у шість разів при одиничній входній дії та уникнути динамічної помилки орієнтації при лінійній входній дії. Такий результат отримано завдяки тому, що синтезований цифровий регулятор відноситься до класу компенсаційних. В системах управління з такими регуляторами нулі та по-люси передаточної функції об'єкта управління повністю компенсуються, а властивості системи визначаються лише параметрами цифрового регулятора і не залежать від параметрів об'єкта.

Дослідження провадилося також при входній дії $\varphi(nT) = 1^\circ$ та наявності відходів гіроскопа $\omega_y(kT_0) = 0.00014$ град/с, $\omega_\varphi(kT_0) = 0.00014$ град/с [4]. Результати дослідження у вигляді помилки стабілізації осі зовнішньої рами гіроскопа відносно сигналу місцевої вертикаль для аналогового та синтезованого регуляторів приве-

дені на рис. 3. Видно, що при наявності дрейфу гіроскопа застосування синтезованого алгоритму управління дозволяє уникнути помилки стабілізації.

Таким чином, використання синтезованого алгоритму цифрового управління дає змогу покращити динамічні та статичні характеристики орбітального гірокомпаса і, як наслідок, покращити якість системи управління кутовим положенням корпуса космічного апарату.

1. Бесекерский В. А., Иванов В. А., Самотокин Б. Б. Орбитальное гирокомпьютерование / Под ред. Б. Б. Самотокина. — СПБ: Политехника, 1993.—256 с.
2. Гостев В. И., Стеклов И. К. Системы автоматического управления с цифровыми регуляторами: Справочник. — К.: Радиоаматор, 1998.—704 с.
3. Каргу Л. И. Системы угловой стабилизации космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1980.—172 с.
4. Павловський М. А., Горбулін В. П., Клименко О. М. Системи керування обертальним рухом космічних апаратів. — К.: Наук. думка, 1997.—200 с.
5. Пельпор Д. С., Михалев И. А., Бауман В. А. и др. Гирокопические системы. Гирокопические приборы и устройства: Учеб. для вузов. Изд. 2-е перераб. и доп. / Под ред. Д. С. Пельпора. — М.: Высшая школа, 1988.—424 с.
6. Пушкарев Ю. А. Анализ и синтез дискретных систем оценивания. — Житомир: ЖВУРЭ, 1989.—326 с.

AN ALGORITHM FOR DIGITAL CORRECTION OF THE ORBITAL GYGOCOMPASS OF A SPACE VEHICLE

I. V. Zimchuk, V. I. Ischenko

An algorithm for digital correction of the orbital gyrocompass of a space vehicle is proposed. Some results of digital simulation are presented.

УДК 511.2+550.385

Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Тропіческий циклон як елемент системи Земля — атмосфера — іоносфера — магнітосфера

Надійшла до редакції 10.03.05

Обґрунтовано положення про те, що тропічний циклон є елементом системи суши — океан — атмосфера — іоносфера — магнітосфера. Побудовано основи схематизованої моделі основних процесів у системі. Продемонстровано, що система, як і її підсистеми, є нелінійними. Описано основні механізми взаємодії підсистем. Між підсистемами мають місце прямі та зворотні зв'язки, що характеризуються значною енергетикою. Дія циклона на верхню атмосферу, іоносферу та магнітосферу здійснюється за допомогою акустично-гравітаційних і електромагнітних хвиль та квазістатичних електрических полів.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия стало ясно, что процессы на поверхности Земли, над ее поверхностью и в околоземном пространстве целесообразно рассматривать в рамках системной парадигмы [32, 35—40]. Существенно, что образование Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера является открытой динамической и нелинейной системой. Свойства этой системы хорошо проявляются при землетрясениях и на стадии их подготовки (см., например, [7, 18]). За взаимодействие подсистем в упомянутой системе отвечают волновые процессы, связанные с генерацией акустико-гравитационных волн (АГВ-механизм), электромагнитного излучения (электродинамический механизм) и квазистационарных электрических полей (электрический механизм). Землетрясения вызывают комплекс крупномасштабных и даже глобальных процессов в системе. К ним относятся: генерация и распространение волновых возмущений, стимулированное высыпание электронов, усиление уровня шумового радиоизлучения и т.п. [7, 18, 35—37]. Были предприняты попытки, направленные на

разработку элементов модели ионосферных предвестников землетрясений, вариаций электрического поля в ионосфере, обусловленных усилением ионизационных, электрофизических, химических и метеорологических процессов в приземной атмосфере [28]. Естественно ожидать, что взаимодействие упомянутых подсистем активизируется не только при землетрясениях или на стадии их подготовки.

В работах [16, 17] представлены результаты спутниковых измерений (высота ИСЗ $z \approx 950$ км) вариаций квазистационарного электрического поля над районами зарождения и развития тропического циклона (ТЦ). Оказалось, что ТЦ приводит к генерации биполярных изменений электрического поля с амплитудой 10—20 мВ/м. При спутниковых измерениях длительность этого процесса равна около 2—3 мин. Горизонтальный размер возмущенной области в ионосфере при этом составляет 1—1.5 тыс. км. Результаты работ [16, 17, 45] позволяют считать, что ТЦ является одним из элементов системы океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера и обеспечивает взаимодействие перечисленных подсистем.

Выяснение проявлений ТЦ в верхней атмосфере и геокосмосе позволит продвинуться в понимании фундаментальных процессов в системе. В этом состоит научная значимость исследований ТЦ как элемента указанной системы.

Изучение реакции ионосферы и магнитосферы на зарождение и развитие ТЦ имеет также большую практическую значимость. Дело в том, что средний ТЦ обладает кинетической энергией, превышающей энергию сильнейшего землетрясения [33, 34]. ТЦ относится к наиболее разрушительным крупномасштабным атмосферным образованиям на нашей планете. Известны циклоны со скоростью ветра, превышающей 100 м/с, и радиусом вихря, достигающим 750 км. Дефицит давления в центре ТЦ иногда приближался к 150 гПа. Кроме того, в течение последних десятилетий частота генерации таких циклонов непрерывно увеличивается [16]. Вместе с этим возрастают опасность, которую несут в себе тропические циклоны для человека. Поэтому актуальной проблемой является создание надежной сети спутникового мониторинга ТЦ. Для ее успешного решения требуется тщательное изучение всей цепочки процессов от зарождения первичного вихря до воздействия ТЦ на параметры атмосферы, ионосферы и магнитосферы, а также разработка соответствующей модели процессов.

Целью настоящей работы является описание схематизированной модели основных процессов в системе океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера, обсуждение механизмов взаимодействия подсистем и оценка сопутствующих эффектов.

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА

Тропический циклон — сложный для моделирования объект. До настоящего времени неоднократно предпринимались попытки построить его эмпирические, аналитические и компьютерные модели [9—11, 20, 22, 30, 43]. Простейшей, и в то же время достаточно адекватной является аналитическая модель В. В. Шулейкина [43], которая используется в данной работе. Модель предполагает, что траектории частиц воздуха представляют собой логарифмические спирали.

Таблица 1. Геометрические и массовые характеристики типичного ТЦ

Характеристика	Значение
Форма	близкая к спирали
Радиус глаза	$r_0 = 15$ км
Радиус ядра, где $w(r_1) = 0$	$r_1 = R_0/e = 225$ км
Внешний радиус	$R_0 = 600$ км
Эффективный радиус зоны конденсации водяного пара	$r_2 = \alpha r_1 - r_0 \approx 46$ км
Толщина	$h \approx 15\dots20$ км
Высота максимума горизонтальной скорости	$h_0 = 500$ м
Масса воздуха	$m = 1.2 \cdot 10^{16}$ кг
Масса воздуха в ядре	$m(r_1) = 2 \cdot 10^{15}$ кг
Эффективная масса	$m_{\text{эфф}} \approx 6.9 \cdot 10^{14}$ кг
Площадь области конденсации водяного пара	$S_c \approx 1.6 \cdot 10^{11} \text{ м}^2$

Каждый циклон имеет внутреннюю границу с радиусом r_0 . Внутри ТЦ расположен глаз, в пределах которого скорость ветра близка к нулю. На расстоянии от центра глаза $r = r_0$ скорость достигает максимального значения V_0 , далее к периферии она уменьшается и стремится к нулю на внешней границе ТЦ радиусом R_0 . В пределах ТЦ имеет смысл выделить ядро циклона с радиусом, изменяющимся от r_0 до r_1 . В пределах ядра вертикальная составляющая скорости частиц воздуха $w > 0$, а при $R_0 > r > r_1$, напротив, $w < 0$. Ядро может выделяться и по другим признакам, описывающим тот или иной физический процесс (см. ниже).

По высоте ТЦ занимает практически всю тропосферу (около 20 км), приведенная высота которой $H \approx 8$ км. Для типичного ТЦ полный вектор скорости \mathbf{V} имеет максимальное значение обычно на высоте $h_0 \approx 500$ м. Угол χ между полным вектором скорости и его тангенциальной составляющей v близок к 18° .

Значения перечисленных геометрических параметров типичного ТЦ средней интенсивности приведены в табл. 1.

Геометрические параметры ТЦ определяют массу воздуха, вовлеченного в движение,

$$m = \rho \pi R_0^2 H,$$

где $\rho \approx \rho_0 \approx 1.3 \text{ кг}/\text{м}^3$ — плотность воздуха на высоте $z = 0$. Типичные значения масс воздуха в ТЦ и его ядре составляют около 10^{16} и 10^{15} кг соответственно.

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА

Тангенциальная v и радиальная u составляющие скорости ветра в циклоне определяются из уравнения Навье — Стокса [43]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega v + \frac{v^2}{r} + \nu_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{r \partial \psi} = 2\omega u + \frac{uv}{r} + \nu_r \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \nu_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (2)$$

где p , ρ — давление и плотность воздуха, φ и ψ — широта и азимут точки наблюдения, $\omega = \omega_0 \sin \varphi$, ω_0 — угловая скорость вращения Земли, ν_r и ν_z — коэффициенты кинематической вязкости воздуха, учитывающие трение между горизонтальными слоями воздуха и боковое трение соответственно.

Часто в соотношении (1) вязкостью можно пренебречь. Кроме того, если пренебречь асимметрией ТЦ ($\partial/\partial\psi = 0$), система уравнений упрощается:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega v + \frac{v^2}{r}, \quad (3)$$

$$0 = 2\omega u + \frac{uv}{r} + \nu_r \frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \nu_z \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (4)$$

При заданном распределении $p(r)$ из (3), (4) устанавливаются зависимости $v(r)$ и $u(r)$. Однако коэффициенты ν_r и ν_z , как правило, неизвестны. Поэтому поступают иначе. Из опытных данных определяют $v(r)$ и $u(r)$, а затем вычисляют зависимость $p(r)$ и оценивают ν_r и ν_z .

Аппроксимация данных наблюдений позволила получить следующее выражение для тангенциальной составляющей скорости на высоте h_0 , где $\partial v / \partial z = \partial u / \partial z = 0$ [43]:

$$v(r) = v_0(1 - \alpha \ln r / r_0). \quad (5)$$

Здесь $v_0 = v(r_0)$, $\alpha = \ln R_0 / r_0$, обычно $\alpha \approx 0.27$. Далее будет считаться, что циклоны обладают свойством подобия, и для ТЦ разных размеров $\alpha \approx 0.27$.

Если предположить постоянство угла χ в пределах ТЦ, то для проекции u на высоте h_0 имеем соотношение, аналогичное (5):

Таблица 2. Гидродинамические параметры типичного ТЦ

Характеристика	Значение
Плотность воздуха	$\rho \approx 1.2 \dots 1.3 \text{ кг}/\text{м}^3$
Максимальный дефицит давления воздуха	$\Delta p(r_0) = 120 \text{ гПа}$
Тангенциальная скорость	$v_0 = v(r_0, h_0) = 60 \text{ м}/\text{с}$ $v_{00} = v(r_0, 0) = k_3 v_0$
Радиальная скорость	$u_0 = u(r_0, h_0) = v_0 \operatorname{tg} \chi = 20 \text{ м}/\text{с}$ $u_{00} = u(r_0, 0) = k_3 u_0$
Полная горизонтальная скорость	$V_0 = V(r_0, h_0) = v_0 \sec \chi = 63 \text{ м}/\text{с}$ $V_{00} = V(r_0, 0) = k_3 V_0$
Вертикальная скорость	$w_0 = w(r_0, h_0) = \frac{h_0}{r_0} u_0 (1 - \alpha) = 0.5 \text{ м}/\text{с}$ $v_1 = 5 \dots 10 \text{ м}/\text{с}$
Скорость поступательного движения	$L \approx 3 \dots 5 \text{ тыс. км}$
Проходимый путь	$\chi = 18^\circ$
Угол между полным вектором скорости и тангенциальной составляющей	
Максимальное значение центростремительного ускорения	$\frac{v_{00}^2}{r_0} \approx 0.0375 \text{ м}/\text{с}^2$
Максимальное значение кориолисового ускорения	$2v_{00}\omega_0 \sin \varphi \approx 0.0055 \text{ м}/\text{с}^2$

$$u = u_0(1 - \alpha \ln r / r_0), \quad (6)$$

$$u_0 = v_0 \operatorname{tg} \chi .$$

Тогда модуль вектора полной скорости на высоте h_0 равен $V = v \sec \chi$.

Используя (6), можно получить выражение для вертикальной составляющей скорости ветра в ТЦ. Для этого примем условие неразрывности в виде [43]

$$w = \frac{h_0}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ur). \quad (7)$$

С учетом (6) из (7) получим

$$w = \frac{h_0}{r} (u - \alpha u_0) = \frac{h_0}{r} u_0 \left(1 - \alpha - \alpha \ln \frac{r}{r_0} \right). \quad (8)$$

В частности,

$$w_0 = w(r_0) = \frac{h_0}{r_0} u_0 (1 - \alpha). \quad (9)$$

Из выражения (8) находится расстояние r_1 , при котором $w(r) = 0$. Оказывается, что $r_1 = R_0/e$, где e — основание натурального логарифма.

Подстановка (5) в (3) дает

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 2\omega v_0 \left(1 - \alpha \ln \frac{r}{r_0} \right) + \frac{v^2}{r}. \quad (10)$$

После интегрирования (10) имеем

$$p(r) = p_0 - 2\omega v_0 \rho \alpha (R_0 - r) - \rho v_0^2 \ln \frac{R_0}{3r(1 - \tilde{\alpha} + \tilde{\alpha}^{2/3})},$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha \ln r / R_0$, p_0 — невозмущенное давление, $\rho \approx \rho_0$. Дефицит давления у внутренней границы ТЦ, т. е. при $r = r_0$, равен

$$\Delta p(r_0) = p_0 - p(r_0) = 2\omega v_0 \rho \alpha (R_0 - r_0) + \rho v_0^2 \ln R_0 / 3r_0. \quad (11)$$

Обычно первое слагаемое в правой части выражения (11) значительно меньше второго. Тогда из (11) следует, что

$$\Delta p(r_0) \approx \rho v_0^2 \ln R_0 / 3r_0. \quad (12)$$

Ориентировочные значения основных гидродинамических параметров для типичного ТЦ приведены в табл. 2.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В ПОДСИСТЕМЕ ОКЕАН — СУША — АТМОСФЕРА

Тропический циклон, как и другие метеорологические объекты, формируется в результате взаимодействий составляющих в подсистеме океан — суши — атмосфера (ОСА). Подсистеме ОСА свойственны процессы самовозбуждения. ТЦ развивается после возникновения начального вихря в атмосфере. Известно несколько механизмов образования этого вихря: генерация вихря резкой неоднородностью поверхности суши, над которой движется поток воздуха, генерация вихря на метеорологическом фронте или мощными скоплениями кучевых облаков.

Начальный вихрь далее усиливается при набегании менее нагретого воздуха на теплую поверхность океана (температура которой больше критического значения $t_c \approx 26.5^\circ\text{C}$). Океан, точнее его верхние слои толщиной $h_1 \approx 10...100$ м, отдает свое тепло развивающемуся вихрю. Тепло расходуется как на нагрев воздуха, так и на испарение океанской воды и увеличение кинетической энергии вихря. Водяные пары, поднимаясь вверх, конденсируются и отдают тепло воздуху в циклоне. Когда температура воды t_1 станет меньше температуры воздуха,

воздух начинает нагревать поверхностный слой океана. Возникает затухающий колебательный процесс, который мы далее будем описывать круговой частотой колебаний ω_1 и декрементом γ .

Скорость воздуха в ТЦ увеличивается за счет потребления тепла от поверхностного слоя воды в океане, а релаксирует она в результате трения воздуха в вихре о поверхность океана. Важно, что сила трения пропорциональна v^2 — квадрату скорости ветра в вихре.

Поверхностный слой воды в океане охлаждается, возникает подъем (апвеллинг) холодной воды из глубин и ее перемешивание с теплой водой у поверхности. Стационарное значение температуры воды t_f в поверхностном слое определяется балансом тепла солнечного происхождения. В период существования ТЦ обычно $t_f \approx 27...30^\circ\text{C}$. Добавим, что интенсивность апвеллинга определяется интенсивностью турбулентного трения, которая пропорциональна v^2 . Таким образом, следует ожидать, что и уравнение баланса тепла в поверхностном слое океана, и уравнение баланса кинетической энергии вращательного движения в вихре будут нелинейными. Это означает, что и система ОСА, и процессы в ней будут нелинейными.

ЭНЕРГЕТИКА В ПОДСИСТЕМЕ ОКЕАН — АТМОСФЕРА

Потери тепла океаном. Суммарные потери тепла океаном состоят из двух частей: потери с площади S_{11} , занимаемой ядром циклона и потери с площади S_{12} , которую он «заметает» в процессе своего движения. При этом потери внутренней энергии океана в единицу времени с элементарной площади $dS_{11} = 2\pi r dr$ равны

$$dP_{T11} = 2\pi \frac{h_1}{h} c_1 \rho_1 \Delta T_1 w(r) r dr, \quad (13)$$

где $c_1 = 4200$ Дж/(кг·К) и ρ_1 — соответственно удельная теплоемкость и плотность воды, ΔT_1 — разность температур до и после прохождения циклона, h_1 — максимальная глубина океана, где вода охлаждается циклоном, h — высота верхней границы ТЦ (обычно $h \approx 15...20$ км). Далее для простоты считается, что зависимость

$\Delta T_1(r)$ заменяется некоторым средним значением $\overline{\Delta T_1}$ вдоль радиуса ядра ТЦ. Выполняя интегрирование в (13), получим

$$P_{T11} = c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} \frac{h_1}{h} w_0 S_{11}, \quad (14)$$

где

$$S_{11} = \frac{2\alpha}{(1-\alpha)e} \frac{r_0}{R_0} \pi R_0^2 \equiv k_{11}^2 S_0,$$

$$S_0 = \pi R_0^2, w_0 = (1-\alpha)h_0 u_0 / r_0.$$

Из (14) видно, что тепло поступает с площади S_{11} . Радиус теплового ядра циклона $R_{11} = k_{11} R_0$, где

$$k_{11} = \left[\frac{2\alpha}{(1-\alpha)e} \frac{r_0}{R_0} \right]^{1/2} \approx 1/12.$$

При этом $S_{11} \ll S_0$.

Добавим, что при вычислении мощности P_{11} за характерное время Δt_h принят промежуток времени подъема нагретого газа к верхней границе циклона, т. е. $\Delta t_h = h/w$.

После получения выражения для R_{11} можно выразить dS_{12} так: $dS_{12} = 2R_{11}v_1 dt$. Тогда потери внутренней энергии океана в единицу времени в процессе движения циклона равны

$$P_{T12} = 2c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} h_1 R_{11} v_1,$$

а полная мощность —

$$P_{T1} = P_{T11} + P_{T12} = c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} R_{11} h_1 \left(\frac{\pi R_{11} w_0}{h} + 2v_1 \right), \quad (15)$$

или

$$P_{T1} = c_1 \rho_1 \overline{\Delta T_1} R_0 h_1 \left(\frac{h_0}{h} k_v v_0 + 2k_{11} v_1 \right), \quad (16)$$

где

$$k_v = \frac{2\pi\alpha}{e} \operatorname{tg}\chi.$$

Мощность P_{T1} расходуется на испарение воды и нагрев воздуха. При температуре воздуха в развивающемся циклоне $t_2 \approx 25^\circ\text{C}$ отношение β_0 соответствующих мощностей составляет примерно 3:1, т. е. $P_{T2} \approx (3/4)P_{T1}$ и $P_{T3} \approx (1/4)P_{T1}$ [22].

Потери внутренней энергии за 6 сут движения ТЦ средней интенсивности над океаном приближается к 10^{21} Дж. Эта энергия превышает энергию сильнейшего землетрясения более чем на два порядка [34].

Кинетическая энергия ТЦ. Прирост кинетической энергии E_{k1} вращательного движения циклона приводит к приросту его момента импульса dK , т. е. $dE_{k1} \approx \tilde{\omega} dK$, где $\tilde{\omega}$ — угловая частота вращения воздуха в вихре. Здесь $dK = [rV]dm$, модуль $dK = rvdm$. Поскольку $dm = 2\pi\rho H r dr$, $\tilde{\omega}r = v$, имеем

$$E_{k1} = 2\pi \int_r^R \rho H v^2 r dr. \quad (17)$$

Для исключения высотной зависимости целесообразно v^2 усреднить по высоте, т. е. перейти от v^2 к $\bar{v}^2 = k_1 v_0^2(h_0) \equiv k_1 v_0^2$. Коэффициент $k_1 \approx 0.8$ определяется из данных наблюдений [43]. Тогда, выполняя интегрирование в (17) с учетом (5), получим

$$E_{k1} = \frac{1}{2} m_{\phi} v_0^2, \quad m_{\phi} = k_1 \alpha^2 m. \quad (18)$$

При $\alpha \approx 0.27$ имеем $k_1 \alpha^2 \approx 0.058$, т. е. $m_{\phi} \ll m$. Это неравенство отражает факт убывания v по мере удаления от центра циклона. Например, при $R_0 = 600$ км, $H = 8$ км, $v_0 = 75$ м/с имеем $m = 1.2 \cdot 10^{16}$ кг, $m_{\phi} \approx 6.9 \cdot 10^{14}$ кг, $E_{k1} \approx 2 \cdot 10^{18}$ Дж (см. табл. 1, 3).

Важно, что кинетическая энергия E_{k2} поступательного движения ТЦ несколько меньше E_{k1} , поскольку $v_1 \ll v_0$, но $m \gg m_{\phi}$. При $v_1 = 10$ м/с имеем $E_{k2} = mv_1^2/2 \approx 0.6 \cdot 10^{18}$ Дж $\approx 0.3 E_{k1}$.

Таблица 3. Термодинамические параметры подсистемы океан — атмосфера

Характеристика	Значение
Плотность водяного пара	$\rho_2 \approx 0.024 \text{ кг/m}^3$
Нагрев воздуха (без учета потерь тепла за счет адвекции холодного воздуха и термической адвекции)	$\Delta t_2 \approx 10^\circ\text{C}$
Реальный нагрев воздуха	$\Delta t_2 \approx 3\dots4^\circ\text{C}$
Толщина охлажденного слоя воды	$h_1 = 80$ м
Площадь охлажденного участка воды	$2r_1 L \approx (0.5\dots2) \cdot 10^{12} \text{ м}^2$
Длина охлажденного участка воды	$L = v_1 \tau_c \approx 3\dots5$ тыс. км
Длительность охлаждения (время жизни циклона)	$\tau_c = 5\dots7$ сут
Средняя величина понижения температуры воды в поверхностном слое океана	$\Delta t_1 = 2\dots3^\circ\text{C}$
Период колебаний температуры воды и скорости воздуха	$T = 15$ сут
Характерное время затухания этих колебаний	$\gamma^{-1} = 5$ сут

Полная кинетическая энергия ТЦ $E_k = E_{k1} + E_{k2}$ может превысить 10^{18} Дж — энергию сильнейшего землетрясения [34].

Мощность конденсации водяного пара. Для неподвижного циклона через кольцо радиусом r и шириной dr в единицу времени уносится вверх количество теплоты, выделяемое при конденсации водяного пара, равное

$$dP_c = 2\pi\lambda\rho_2 wrdr, \quad (19)$$

где $\lambda = 2.26 \cdot 10^6$ Дж/кг — удельная теплота конденсации, ρ_2 — плотность водяного пара. Интегрируя (19) с учетом (8), получим

$$P_c(r_1) = 2\pi h_0 \lambda \rho_2 r_2 u_0 = 2\pi h_0 \lambda \rho_2 r_2 v_0 \operatorname{tg}\chi, \quad (20)$$

где $r_2 = \alpha r_1 - r_0$. При $v_0 = 60$ м/с, $r_0 = 15$ км, $r_1 = 225$ км радиус r_2 примерно равен 46 км. Тогда при $\rho_2 = 2.4 \cdot 10^{-2}$ кг/м³ имеем $P_c(r_1) = 1.5 \cdot 10^{14}$ Вт. Поток мощности скрытого тепла $\Pi_c = P_c/S_c$, где $S_c = \pi r_1^2$ — площадь конденсации, близок к 940 Вт/м². Это значение соизмеримо с величиной солнечной постоянной (1370 Вт/м²).

С учетом движения циклона $P_c(r_1)$ увеличивается в P_{T12}/P_{T11} раз.

Заметим, что мощности испарения и конденсации совпадают между собой.

Внутренняя энергия ТЦ. Следуя [43], приравняем скорость изменения внутренней энергии элементарного кольца ТЦ с площадью $2\pi r dr$ к мощности, расходуемой на нагрев газа, отнесенной к этой же площади, и получим

$$c_p \rho H \frac{d\Delta t_2}{dt} = \lambda \rho_2 w, \quad (21)$$

где $c_p \approx 1000$ Дж/(кг·К) — удельная теплоемкость воздуха, Δt_2 — увеличение температуры воздуха в ТЦ, $dt = \frac{dr}{\bar{u}} = \frac{dr}{k_2 u}$, \bar{u} — среднее по высоте ТЦ значение u , $k_2 \approx 0.4$ — эмпирический коэффициент [43]. После преобразований в (21) с учетом (8) приходим к выражению для изменения температуры:

$$\Delta t_2 = \Delta t_m \int \left(1 - \frac{u_0 \alpha}{\bar{u}}\right) \frac{dr}{r}, \quad (22)$$

где

$$\Delta t_m = \frac{1 + \beta_0}{\beta_0} \frac{\rho_2}{\rho} \frac{\lambda}{c_p k_2} \frac{h_0}{H}.$$

Выполняя интегрирование в (22), получим для удалений $r_0 \leq r \leq r_1$ соотношение

$$\begin{aligned} \Delta t_2(r) &= \Delta t_2(r_0) - \Delta t_m \ln \left[\frac{r}{r_0} (1 - \tilde{\alpha}) \right] = \\ &= \Delta t_m \ln \frac{\alpha r_1}{r(1 - \tilde{\alpha})}. \end{aligned} \quad (23)$$

Из выражения (23) следует, что $\Delta t_2(r_1) = 0$ (так как $w(r_1) = 0$) и $\Delta t_2(r_0) = t_m \ln(\alpha r_1 / r_0)$. При $\beta_0 = 3$ имеем $\Delta t_m \approx 8.7$ °С. В центре типичного ТЦ, т. е. при $r = r_0$, $\Delta t_2(r_0) = 12$ °С. Наблюдения показывают, что температура воздуха в ТЦ превышает температуру окружающего воздуха всего на 3-4 °С. Это обусловлено перераспределением тепла в массе вовлекаемого циклоном холодного воздуха. Последняя в несколько раз превышает массу воздуха в самом ТЦ.

Полагая массу воздуха в ядре циклона $m_1 = 2 \cdot 10^{15}$ кг и среднее превышение температуры Δt_2 воздуха в нем без учета вовлечения холодного газа, равным 5 °С, получим для прироста внутренней энергии ТЦ следующую оценку:

$$\Delta E_T = c_p m_1 \overline{\Delta t_2} \approx 10^{19} \text{ Дж.}$$

Мощность, затрачиваемая ТЦ на преодоление сил трения воздуха о поверхность океана. Выражение для дифференциалов силы трения и искомой мощности имеет вид

$$dF_f = 2\pi C_D \rho V^2(0) r dr,$$

$$dP_f = 2\pi C_D \rho V^3(0) r dr,$$

где $V(0)$ — значение модуля вектора полной скорости у поверхности океана, $C_D \approx 0.0017$ — коэффициент поверхностного трения [11]. Учтем, как и в [43], что $V(0) = v(0) \sec\chi$, где $v(0)$ — значение v у поверхности воды океана. Кроме того, положим, что $v(0) = k_3 v$, где $k_3 \approx 0.9$ — эмпирический коэффициент [43]. Тогда

$$P_f = 2\pi C_D \rho k_3^3 \sec^3 \chi \int_{r_0}^R v^3(r) r dr,$$

где $v(r)$ дается выражением (5). Выполняя интегрирование, получим

$$P_f = C_D \rho k_3^3 \sec^3 \chi v_0^3 S_{ef}, \quad (24)$$

$$S_{ef} = \frac{3}{2} \alpha^2 \pi R_0^2 \equiv k_4 \pi R_0^2, \quad k_4 \approx 0.11.$$

Оценки по формуле (24) дают $P_f \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ Вт при $v_0 = 60$ м/с.

Уравнение баланса кинетической энергии ТЦ. Циклон потребляет тепло от океана, увеличивая свою кинетическую энергию. Одновременно за счет трения воздуха вихря циклон отдает часть своей энергии поверхностному слою воды океана. Уравнение баланса имеет вид

$$\frac{dE_k}{dt} = \eta P_{T1} - P_f, \quad (25)$$

где η — коэффициент отдачи или часть мощности источника тепла, увеличивающей E_k , величины P_{T1} и P_f даются выражениями (15) и (24). Из уравнения баланса, а также из (15) и (24) видно, что поступающая в ТЦ мощность пропорциональна w_0 , т. е. v_0 , и v_1 , а теряемая — v_0^3 . В стационарном состоянии $\eta P_{T1} = P_f$. Это имеет место при стационарном значении $v_0 = v_{s0}$. Величину коэффициента отдачи можно оценить из соотношения

$$\eta = \frac{E_{k1} + E_{k2}}{\tau_s P_{T1}},$$

где τ_s — время развития ТЦ. Расчеты показывают, что в зависимости от интенсивности циклона значение $\eta \approx 2.8\text{--}3.6\%$. По данным [43] $\eta = 3.6\%$.

Уравнение баланса (25) удобно переписать в виде

$$\frac{dv_0}{dt} = a_0 - b_0 v_0^2, \quad (26)$$

где

$$a_0 = c_D \Delta T_1 \frac{\rho_1}{\rho} \frac{\eta h_1}{k_1 \alpha^2 \pi R_0 H} \left(\frac{h_0}{h} k_v + 2k_{11} \frac{v_1}{v_0} \right),$$

$$b_0 = \frac{3C_D k_3^3 \sec^3 \chi}{2k_1 H}.$$

Для указанных выше параметров ТЦ оценивание дает значение характерного ускорения $a_0 \approx 5.2 \cdot 10^{-4} \text{ м} \cdot \text{с}^{-2} \approx 45 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{сут}^{-1}$ при $v_1 = 0$. При этом за сутки скорость v_0 увеличивается примерно на 45 м/с. Если же $v_1 \neq 0$, то ускорение ветра в вихре происходит значительно быстрее. Оценки b_0 выполнить несколько сложнее. Дело в том, что коэффициенты C_D и k_3 остаются примерно постоянными лишь при малых v_0 . В этом случае $C_D \approx 1.7 \cdot 10^{-3}$, $k_3 \approx 0.9$. Тогда $b_0 \approx 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1} \approx 0.027 \text{ м}^{-1} \cdot \text{с} \cdot \text{сут}^{-1}$. В стационарном состоянии $a_0 = b_0 v_{s0}^2$, откуда при $v_1 = 0$

Таблица 4. Энергетические параметры типичного ТЦ

Характеристика	Значение
Запас кинетической энергии вращения	$E_{k1} = m_{\text{эфф}} v_0^2 / 2 = 2 \cdot 10^{18} \text{ Дж}$
Кинетическая энергия поступательного движения со скоростью $v_1 = 7.5 \text{ м/с}$	$E_{k2} = 0.4 \cdot 10^{18} \text{ Дж}$
Приращение внутренней энергии воздуха (без учета адвекции и термической адвекции)	$E_T = 10^{19} \text{ Дж}$
Мощность конденсации водяного пара	$P_c = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Поток энергии конденсации	$\Pi_c \approx 940 \text{ Вт/м}^2$
Потери внутренней энергии океаном в единицу времени	$P_{T1} = 15.2 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Потери внутренней энергии океаном за 6 сут	$Q_1 = 7.9 \cdot 10^{20} \text{ Дж}$
Затраты на испарение океанической воды	$P_{T2} \approx 11.4 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Затраты на нагрев воздуха	$P_{T3} \approx 3.8 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$
Мощность, затрачиваемая циклоном на преодоления сил трения	$P_f \approx 2.5 \cdot 10^{13} \text{ Вт}$
Коэффициент отдачи энергии	$\eta \approx 0.035$

находим $v_{s0} = 40 \text{ м/с}$. С увеличением v_0 коэффициент C_D постепенно увеличивается, и при $v_0 = 30 \text{ м/с}$ его величина удваивается [10]. Зависимость $k_3(v)$ неизвестна. С увеличением v_0 , по-видимому, механическое взаимодействие ветра с поверхностным слоем океана усиливается, и k_3 уменьшается. При этом b_0 уменьшается, что, казалось бы, должно привести к увеличению значения v_{s0} . Как показано далее, значение v_{s0} определяется вовсе не процессами, учтенными в уравнении (29), а совместными процессами в подсистеме океан — циклон (см. соотношения (30) и (32)).

Термодинамические и энергетические параметры типичного ТЦ приведены в табл. 3 и 4.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОКЕАНА С ТРОПИЧЕСКИМ ЦИКЛОНОМ

Исходные соотношения. Положим, что уравнение баланса температуры поверхностного слоя воды в океане имеет вид, подобный [45]:

$$\frac{dt_1}{dt} = -b_1(t_1 - t_{1m})v_0^2 + \frac{t_f - t_1}{\tau}, \quad (27)$$

где $b_1 \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-2} \text{с}^2 \text{сут}^{-1}$, $\tau = 10 \text{ сут}$, t_f —

температура поверхностного слоя воды в океане в сезон ТЦ (обычно $t_f = 28\ldots30^\circ\text{C}$), t_{1m} — температура холодных слоев воды (можно положить $t_{1m} = 23^\circ\text{C}$). Первое слагаемое в правой части соотношения (27) описывает охлаждение слоя воды в океане в результате его взаимодействия с ТЦ. Второе слагаемое — восстановление температуры воды в упомянутом слое после прохождения циклона.

Уравнение (27) необходимо решать совместно с соотношением типа (26). Заметим, что ТЦ развивается лишь при $t_1 > t_c$, где $t_c \approx 26.5^\circ\text{C}$ — критическое значение температуры воды. Будем считать, что отбирать тепло у океана циклон продолжает и при $t_c > t_1 > t_{1m}$. При этом вместо (26) имеем

$$\frac{dv_0}{dt} = a_0 \frac{t_1 - t_{1m}}{t_f - t_{1m}} \left(1 + \frac{\kappa v_1}{v_0} \right) - b_0 v_0^2, \quad (28)$$

где

$$\kappa = 2 \frac{h}{h_0} \frac{k_{11}}{k_s}.$$

Стационарная задача. Нетрудно показать, что система уравнений (27) и (28) может описывать нелинейные затухающие колебания температуры поверхностного слоя океана t_1 и тангенциальной скорости ТЦ v_0 вокруг стационарных значений t_s и v_s . При других значениях параметров взаимодействия подсистем процесс возврата к t_s и v_s может быть апериодическим. Стационарные значения находятся из уравнений (27) и (28) при $d/dt = 0$, т. е. из системы

$$-b_1(t_s - t_{1m})v_s^2 + \frac{t_f - t_s}{\tau} = 0, \quad (29)$$

$$a_0 \frac{t_s - t_{1m}}{t_f - t_{1m}} \left(1 + \frac{\kappa v_1}{v_s} \right) - b_0 v_s^2 = 0. \quad (30)$$

Введем следующие обозначения: $\theta_s = t_s - t_{1m}$, $\theta_f = t_f - t_{1m}$, $v_{c1}^2 = a_0/b_0$, $v_c = (b_1\tau)^{-1}$, $B = \kappa v_1/v_s$ и перепишем систему уравнений (29) и (30) в виде

$$\theta_s v_s^2 = v_c^2 (\theta_f - \theta_s), \quad (31)$$

$$v_{c1}^2 \frac{\theta_s}{\theta_f} \left(1 + \frac{\kappa v_1}{v_s} \right) = v_s^2. \quad (32)$$

Исключая v_s из (31) и (32), получим соотношение для $y = \theta_f/\theta_s$:

Таблица 5. Стационарные значения θ_s и v_s для типичного развитого ТЦ в зависимости от его скорости поступательного движения

$v_1, \text{ м/с}$	1	3	5	10	15	20	25	30	35
$\theta_s, ^\circ\text{C}$	2.1	1.6	1.4	1.1	0.9	0.85	0.8	0.7	0.7
$v_s, \text{ м/с}$	28	34	36	43	46	49	51	53	55

$$1 + \frac{B_0}{\sqrt{y - 1}} = A_0(y - 1)y, \quad (33)$$

где $A_0 = v_c^2/v_{c1}^2$, $B_0 = \kappa v_1/v_c$. Пусть решение уравнения (33) есть y_0 . Тогда

$$v_s = v_c \sqrt{y_0 - 1}.$$

В случае неподвижного ТЦ $v_1 = 0$, т. е. $B_0 = 0$. При этом решение (33) принимает вид

$$\theta_s = \frac{1}{2} \theta_f A_0 (\sqrt{1 + 4A_0^{-1}} - 1).$$

Для v_s получаем

$$v_s = \frac{v_c}{\sqrt{2}} (\sqrt{1 + 4A_0^{-1}} - 1)^{1/2}.$$

В общем случае уравнение (33) необходимо решать численными методами. Например, для типичного развитого ТЦ с $A_0 \approx 0.34$ расчетные значения θ_s и v_s приведены в табл. 5.

Исследование устойчивости стационарного состояния. Полагая в системе уравнений (27) и (28) $t_1 - t_{1m} = \theta_s(1 + \delta_\theta)$, $v_0 = v_s(1 + \delta_v)$, где $|\delta_\theta|$, $|\delta_v| \ll 1$, приходим к следующим линеаризованным соотношениям:

$$\frac{d\delta_v}{dt} = A_1(\delta_\theta - A_2\delta_v), \quad (34)$$

$$\frac{d\delta_\theta}{dt} = -B_1(\delta_v + B_2\delta_\theta). \quad (35)$$

Здесь

$$A_1 = \frac{1}{\tau_s} \left(\frac{v_s}{v_{c1}} \right)^2, \quad A_2 = \frac{2 + 3B}{1 + B},$$

$$B_1 = \frac{2}{\tau} \frac{v_s^2}{v_c^2}, \quad B_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{v_c^2}{v_s^2} \right),$$

$\tau_s = v_s/a_0$ — характерное время становления циклона. Полагая, что решения (34) и (35) пропорциональны e^{At} , приходим к характеристическому уравнению второй степени, решение

которого имеет вид

$$\lambda_{1,2} = -\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - \gamma_1^2},$$

где

$$\gamma = (A_1 A_2 + B_1 B_2)/2,$$

$$\gamma_1^2 = A_1 A_2 + A_1 A_2 B_1 B_2.$$

С учетом выражений для A_1 , A_2 , B_1 и B_2 получаем:

$$\begin{aligned}\tilde{\gamma} &\equiv \gamma\tau = \frac{1}{2} \left(\frac{D}{2\mu} \frac{2 + 3B}{1 + B} + \frac{1 + B}{D} \right), \\ \tilde{\gamma}^2 &\equiv \gamma_1^2 \tau^2 = \frac{2 + 2.5B - D}{\mu},\end{aligned}$$

где $D = v_s^2/v_{c1}^2$, $\mu = \tau_s/2\tau$.

Процесс релаксации малых возмущений температуры воды океана и скорости воздуха в циклоне происходит по апериодическому закону, если $\tilde{\gamma}^2 > \tilde{\gamma}_1^2$, и по закону затухающих нелинейных колебаний, если $\tilde{\gamma}^2 < \tilde{\gamma}_1^2$. Частота колебаний $\omega_1 = (\gamma_1^2 - \gamma^2)^{1/2}$. В последнем случае при $\gamma_1^2 > 0$ должно выполняться еще и условие $D < 2 + 2.5B$. Кроме того, всегда $0 < D < 1$. В частности, при неподвижном циклоне ($B = 0$) имеем $D < 2$. Из условия $\tilde{\gamma}^2 < \tilde{\gamma}_1^2$ для такого циклона получаем $D < 1$. Следовательно, при $v_1 = 0$ затухающие колебания возникают при $0 < D < 1$. Например, при $D = 0.5$ параметр μ принимает значения от $(2 - \sqrt{3})/4 \approx 0.07$ до $(2 + \sqrt{3})/4 \approx 0.93$.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О РОЛИ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ В СИСТЕМЕ ОКЕАН — АТМОСФЕРА — ИОНОСФЕРА — МАГНИТОСФЕРА

Известно, что циклоническая деятельность и волнение океана способствуют генерации акусто-гравитационных волн, которые, достигая верхней атмосферы (высоты 100–300 км), нагревают ее. Нагрев сопровождается, в частности, изменением проводимости σ_i ионосферной плазмы на высотах токовой струи (~100–150 км). Вариации σ_i вызывают генерацию геомагнитных возмущений, которые распространяются в магнитной оболочке планеты — магнитосфере. Последние приводят к возмущению адиабатических

инвариантов частиц, захваченных в геомагнитные ловушки, перераспределению по питч-углам заряженных частиц и высыпанию их определенной доли в верхние слои атмосферы. Возникает взаимодействие океан — циклон — верхняя атмосфера — ионосфера — магнитосфера — верхняя атмосфера. Такой механизм взаимодействия естественно называть акусто-гравитационным. Его реальность, точнее реальность отдельных звеньев механизма, подтверждается результатами работы [44].

В основе второго механизма взаимодействия подсистем лежат электродинамические процессы. Циклоническая деятельность стимулирует интенсивные испарения океанской воды, ее последующую конденсацию, развитие мощной облачной структуры, возникновение гроз. Разряд молнии вызывает нагрев электронов и увеличение концентрации электронов плазмы нижней ионосферы (высоты 50–100 км). Потоки энергии и мощности электромагнитного излучения от грозовых разрядов достаточно велики, чтобы перестроить взаимодействие подсистем верхняя атмосфера — ионосфера — магнитосфера, вызвать высыпание частиц из радиационного пояса Земли в верхнюю атмосферу и последующие за этим вторичные процессы [36]. К ним, в частности, относятся следующие. Высыпание частиц способствует увеличению проводимости плазмы на высотах динамо-области (~100–150 км), что обуславливает изменение электрического поля поляризации, которое, проникая в магнитосферу, взаимодействует с энергичными частицами радиационного пояса, стимулируя их дальнейшее высыпание. Так осуществляется повторное взаимодействие между подсистемами посредством электродинамического механизма.

В основе третьего механизма лежит возникновение стороннего тока в грозовых облаках на высотах до 10–15 км, плотность которого на несколько порядков превышает фоновое значение. В результате этого во всей толще ионосферы примерно над ТЦ и его окрестностями на 1–2 порядка увеличивается квазистационарное электрическое поле. Это было обнаружено и описано в работах [16, 17]. Упомянутое поле, незначительно ослабляясь, проникает в магнитосферу и оказывает влияние на движение захваченных в геомагнитную ловушку энергичных заряженных частиц. При определенных услови-

ях электрическое поле будет способствовать высыпанию определенной доли этих частиц в верхнюю атмосферу. Далее возникает повторное взаимодействие подсистем.

Перечисленные выше механизмы (акустико-гравитационный, электродинамический и электрический) рассмотрим подробнее.

Результаты расчетов основных параметров взаимодействующих подсистем в зависимости от энергии первичного источника — поверхностного слоя океана — приведены в табл. 6.

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ПОДСИСТЕМОЙ ОКЕАН — ЦИКЛОН

Амплитуда и спектр АГВ. Тропический циклон порождает турбулентность. Вследствие нелинейности уравнений гидродинамики турбулентность служит источником АГВ в широком диапазоне частот Ω . Высокочастотная ($\Omega > \omega_A$) и низкочастотная ($\Omega < \omega_B$) составляющие АГВ обычно именуются акустическими и внутренними гравитационными волнами (ВГВ). Здесь $\omega_A^2 = \gamma_a g / 4H \equiv \alpha_0 \omega_B^2$, $\omega_B^2 = (\gamma_a - 1)g / \gamma_a H$, g — ускорение свободного падения, ω_A и ω_B — частоты отсечки акустических волн и ВГВ соответственно. Частоту ω_B называют также частотой Брента — Ваяселя [12].

Для изучения влияния ТЦ на атмосферу и ионосферу целесообразно оценить амплитуду пульсаций давления воздуха, которая характеризуется ее средним квадратичным значением. Для его нахождения из уравнений гидродинамики для плотности ρ , давления p и скорости v (см., например, [12, 13]) следует получить выражение для возмущения давления с учетом членов второго порядка малости и проинтегрировать полученное дифференциальное уравнение в частных производных. Впервые задача о генерации АГВ интенсивными циклонами решена, по-видимому, в работе [14]. Было показано, что генерация АГВ осуществляется в основном двумерно-изотропной турбулентностью, причем излучение квадрупольной составляющей преобладает над излучением дипольной составляющей. Поступая, так же, как и в работе [14], для среднего квадратичного значения амплитуды давления можно получить следующее выражение:

$$\delta p_m(R) = \frac{C_0^{1/2} k_v \rho_0 h e^{19/12}}{8\sqrt{2}\pi v_0^{3/4}} \frac{R_0}{R} \left(\frac{V_0}{l} \right)^{1/3} I^{1/2}, \quad (36)$$

где $\varepsilon = \tilde{v}^3/l$, $C_0 \approx 2$ — универсальная постоянная, h — толщина ТЦ, R — расстояние от центра ТЦ, ρ_0 — невозмущенная плотность воздуха у поверхности воды, $v_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ — коэффициент кинематической вязкости воздуха, $\omega_B \approx 0.017 \text{ с}^{-1}$, \tilde{v} — флуктуации скорости потока V_0 , обусловленные турбулентностью (обычно \tilde{v} на порядок меньше V_0), $k_v = r_r/R_0$, r_r — радиус ядра ТЦ, эффективно излучающего АГВ, $l \approx R_0$ — внешний масштаб турбулентности, ε — удельная мощность турбулентности, I — интеграл вида

$$I = \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{\alpha_0 - x^2}{1 - x^2} \right)^{2/3} \frac{dx}{(1 - x^2)x^{7/3}}. \quad (37)$$

Здесь $x_1 = \Omega_1 / \omega_B$ и $x_2 = \Omega_2 / \omega_B$, Ω_1 и Ω_2 — минимальные и максимальные частоты в спектре излучения ВГВ. Как видно из соотношения (37), интенсивность излучения резко увеличивается при $x \rightarrow 0$ и $x \rightarrow 1$, т. е. в окрестности частот Ω_1 и $\Omega_2 \approx \omega_B$. Частоты Ω_1 и Ω_2 принадлежат диапазону ВГВ. Частота Ω_1 определяется из условия $\Omega_1 t_0 \gg 1$, где $t_0 = l/V_0$ — характерное время [14]. При этом $\Omega_1 \approx 10V_0/l$, $x_1 \approx 0.03\dots 0.06$. Важно, что $\Omega_1/\Omega_2 \approx 0.017\dots 0.034 \ll 1$.

Хотя эффективность излучения квадруполя при $\Omega \rightarrow \omega_B$ резко увеличивается, одновременно с этим сильно увеличивается и затухание ВГВ. Поэтому практический интерес представляет лишь излучение волн в окрестности частоты Ω_1 . Для $\Omega \approx \Omega_1$ имеем

$$I^{1/2} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\alpha_0^{1/3}}{c_{s0}^{2/3} \omega_B} \left(\frac{l}{k_\omega V_0} \right)^{2/3}, \quad (38)$$

где $c_{s0} \approx 340 \text{ м}/\text{с}$ — скорость акустических волн в воздухе. С учетом (38) выражение (36) изменится так:

$$\delta p_m = A_p \frac{R_0}{R} \frac{\tilde{v}^{19/4} V_0^{-1/3}}{l^{5/4}}, \quad (39)$$

$$A_p = \frac{\sqrt{3} C_0^{1/2} \alpha_0^{1/3} k_v}{16\sqrt{2}\pi k_\omega^{2/3}} \frac{\rho_0 h}{v_0^{3/4} c_{s0}^{2/3} \omega_B}, \quad \tilde{v} \approx 0.1V_0,$$

где $k_\omega = \Omega_1 l / V_0 \approx 10$ — безразмерный коэффициент.

Таблица 6. Зависимость основных параметров подсистемы океан — тропический циклон от теряемой океаном внутренней энергии (интенсивности ветра в циклоне)

v_0 , м/с	u_0 , м/с	V_0 , м/с	w_0 , см/с	v_I , м/с	h_0 , м	r_0 , км	r_1 , км	R_0 , км	r_2 , км
15	4.8	15.8	1.8	3	50	10	147	400	30
20	6.4	21	4.8	4	100	10	157	425	32.5
25	8	26.3	10.8	5	200	11	167	450	34
30	9.6	31.5	19.2	6	300	11	176	475	36.5
35	11.2	36.8	28	7	400	12	185	500	38
40	12.8	42	36	8	500	13	196	530	40
50	16	52.5	42	10	500	14	211	570	43
60	19.2	63	47	12	500	15	226	610	46
70	22.4	73.5	52	14	500	16	241	650	49
80	25.6	84	53	16	600	18	259	700	52
90	28.8	94.5	53	18	700	20	278	750	55
v_0 , м/с	S_0 , 10^{11} м ²	$m_{\text{эф}}$, 10^{14} кг	m , 10^{15} кг	E_{k1} , 10^{18} Дж	E_{k2} , 10^{18} Дж	E_k , 10^{18} Дж	ΔT_1 , К	h_1 , м	
15	5	3	5	0.034	0.022	0.056	1	20	
20	5.7	3.4	5.7	0.068	0.046	0.11	1.3	30	
25	6.4	3.8	6.4	0.11	0.08	0.19	1.5	50	
30	7.1	4.3	7.1	0.19	0.13	0.32	2	60	
35	7.9	4.7	7.9	0.29	0.19	0.48	2.1	70	
40	8.8	5.3	8.8	0.42	0.28	0.70	2.4	80	
50	10.2	6.1	10.2	0.76	0.50	1.3	2.4	80	
60	11.7	7	11.7	1.3	0.84	2.1	2.4	80	
70	13.3	8	13.3	2	1.3	3.3	2.5	80	
80	15.4	9.2	15.4	2.9	2	4.9	2.5	80	
90	17.7	10.1	17.7	4.1	2.9	7	2.5	85	
v_0 , м/с	P_{T11} , 10^{14} Вт	P_{T12} , 10^{14} Вт	P_{T1} , 10^{14} Вт	P_f , 10^{14} Вт	η , %	τ_s , сут	$\Delta p(r_0)$, гПа	P_c , 10^{14} Вт	
15	0.033	0.23	0.26	0.0017	3.4	6.6	7.7	0.025	
20	0.093	0.7	0.8	0.0046	3.6	4.2	13.6	0.072	
25	0.24	1.6	1.8	0.0018	3.4	4	21.3	0.18	
30	0.48	3.2	3.7	0.019	3.4	3.4	30.6	0.36	
35	0.73	4.9	5.6	0.034	3.4	2.8	41.7	0.56	
40	1.1	7.3	8.4	0.056	2.4	2.4	54.4	0.85	
50	1.6	8.5	9.6	0.13	3	2	85	1.1	
60	2	13.2	15.2	0.25	2.8	1.6	122	1.5	
70	2.5	16.7	19.2	0.46	2.8	1.4	167	1.9	
80	3.1	20.4	23.4	0.79	3	1.1	218	2.3	
90	3.6	26.5	30.1	1.3	3.2	1	275	2.7	
v_0 , м/с	Δt_2 , °C	P_{T2} , 10^{14} Вт	$\delta p_m(R_0)$, Па	$v_w(R_0)$, мм/с	Π_r , $\text{Вт}/\text{м}^2$	P_r , Вт	S_r , 10^{12} м ²	z_0 , км	
15	12.1	0.033	0.016	0.036	$5.7 \cdot 10^{-7}$	$2.9 \cdot 10^5$	0.5	280	
20	12.6	0.096	0.051	0.120	$5.9 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^6$	0.57	250	
25	12.2	0.24	0.13	0.29	$3.8 \cdot 10^{-5}$	$2.4 \cdot 10^7$	0.64	230	
30	12.7	0.5	0.27	0.61	$1.6 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^8$	0.71	220	
35	12.5	0.75	0.5	1.1	$5.7 \cdot 10^{-4}$	$4.5 \cdot 10^8$	0.79	200	
40	12.2	1.1	0.84	1.9	0.0016	$1.4 \cdot 10^9$	0.88	195	
50	12.2	1.6	2.1	4.7	0.0095	$9.5 \cdot 10^9$	1	180	
60	12.2	2	4.3	9.7	0.04	$4.5 \cdot 10^{10}$	1.12	160	
70	12.2	2.5	7.7	17.4	0.13	$1.7 \cdot 10^{11}$	1.33	140	
80	11.8	3.7	12.9	29.2	0.38	$5.8 \cdot 10^{11}$	1.54	120	
90	11.6	5	19.6	44.3	0.9	$1.6 \cdot 10^{12}$	1.77	105	

Важно, что Δp_m пропорционально $\tilde{v}^{53/12}/Rl^{1/4}$. Поскольку $\tilde{v}^{53/12}$ очень быстро убывает по мере удаления от внутренней границы ТЦ, радиус эффективно излучающего ВГВ ядра циклона равен $r_{\text{оф}} \approx 2r_0$. При этом величина $k_v \approx 1/20$. Из (39) следует формула для оценки Δp_m вблизи от источника, где $R \approx R_0$, $l \approx R_0$:

$$\delta p_m(R_0) \approx V_0^{53/12}/R_0^{5/4},$$

где V_0 — в м/с, R_0 — в м, а δp_m — в Па. При вычислении мощности излучения ВГВ по $\delta p_m(R_0)$ необходимо плотность потока энергии Π_r проинтегрировать по полусфере с радиусом R_0 . С учетом диаграммы направленности излучателя эта площадь имеет порядок $S_0 = \pi R_0^2$.

Результаты оценок δp_m , Π_r и P_r приведены в табл. 6. Видно, что вариации давления в ВГВ от ТЦ начинают превышать уровень атмосферных шумов (около 0.5—0.7 Па [14]) при $v_0 \geq 35\ldots 40$ м/с, т. е. когда тропический шторм превращается в ураган (тайфун).

Преобладающие периоды ВГВ. Собственной частоте ω_b соответствует период ВГВ около 6 мин. Как уже отмечалось, волны с таким периодом сильно затухают. Поэтому на достаточно больших расстояниях от циклона должны обнаруживаться волны с частотой порядка Ω_1 . Ей соответствует период $T_{r1} \approx 2\pi l/10V_0 \approx 0.6l/V_0 \approx 0.6R_0/V_0$. Например, при $\tilde{v} = 6$ м/с и $l = 500$ км имеем $T_{r1} \approx 5200$ с ≈ 1.45 ч. Этот период очень близок к наблюдаемому в работе [44], где он в среднем составлял 1.5 ч.

Излучение инфразвука океаническими волнами. Есть еще один канал эффективного воздействия подсистемы океан — циклон на верхнюю атмосферу. Дело в том, что ТЦ сопровождается интенсивными океаническими волнами. Высота волн достигает 13—14 м [43]. Волны, в свою очередь, являются источником шумоподобного акустического излучения. Максимум интенсивности излучения приходится на частоту f_m , которая связана со скоростью ветра в циклоне [6]:

$$f_m = \frac{2\sqrt{2}}{6\pi} \frac{g}{V}.$$

Этой частоте соответствует период $T_{\max} = f_m^{-1}$. Плотность потока энергии акустического излучения вычислена в работе [6]:

$$\Pi_a = \frac{27\pi}{32} \frac{\rho M^2 g^2}{c_{s0}^3} \left(\frac{V}{2g}\right)^8 \cos\theta,$$

где θ — угол между волновым вектором и нормалью к поверхности океана, $M = 3.05$ м²/с⁵.

Результаты расчета параметров акустического излучения, таких как $\Pi_{a0} = \Pi_a(\theta = 0)$, амплитуда колебаний давления $\delta p_a = (\rho_0 v_{s0} \Pi_{a0})^{1/2}$, амплитуда скорости частиц в волне $\delta v_a = \delta p_a / \rho_a c_{s0}$, f_m , T_{\max} и мощность инфразвукового излучения P_a приведены в табл. 7. Поскольку $\Pi_{a0} \propto V^8$, основной вклад в мощность излучения дает ядро циклона, где V близко к $V_0(r_0)$. Радиус этого ядра принимался равным $r_a = 1.5r_0$. Радиусу r_a соответствует площадь $S_a = \pi r_a^2$.

Таблица 7. Основные параметры акустического излучения, генерируемого океаническим волнением

v_0 , м/с	f_m , мГц	T_m , с	Π_{a0} , Вт/м ²	δp_a , Па	v_w , м/с	S_a , 10 ⁹ м ²	P_a , Вт
10	147	6.8	$3.7 \cdot 10^{-7}$	0.013	$2.9 \cdot 10^{-5}$	0.7	260
15	98	10.2	$9.2 \cdot 10^{-6}$	0.064	$1.4 \cdot 10^{-4}$	0.7	6500
20	74	13.6	$9.2 \cdot 10^{-5}$	0.2	$4.5 \cdot 10^{-4}$	0.7	$6.5 \cdot 10^4$
25	59	17	$5.5 \cdot 10^{-4}$	0.5	$1.1 \cdot 10^{-3}$	0.85	$4.7 \cdot 10^5$
30	49	20.4	$2.4 \cdot 10^{-3}$	1	$2.3 \cdot 10^{-3}$	0.85	$2 \cdot 10^6$
35	42	23.8	$8.1 \cdot 10^{-3}$	1.9	$4.3 \cdot 10^{-3}$	1	$8.1 \cdot 10^6$
40	37	27.2	0.024	3.3	$7.5 \cdot 10^{-3}$	1.2	$2.9 \cdot 10^7$
50	29	34	0.14	7.9	0.018	1.4	$2 \cdot 10^8$
60	25	40.8	0.6	16.3	0.037	1.6	$9.6 \cdot 10^8$
70	21	47.6	2.1	30.4	0.069	1.8	$3.8 \cdot 10^9$
80	18	54.4	6	51.4	0.12	2.3	$1.4 \cdot 10^{10}$
90	16	61.2	15.5	82.7	0.19	2.8	$4.3 \cdot 10^{10}$

ВОЗДЕЙСТВИЕ ТРОПИЧЕСКОГО ЦИКЛОНА НА ВЕРХНЮЮ АТМОСФЕРУ

Нагрев верхней атмосферы ВГВ. Выше продемонстрировано, что ТЦ является источником интенсивных ВГВ. Последние, распространяясь вверх, взаимодействуют со слоями верхней атмосферы, нагревая их. Эффективная передача энергии от ВГВ к нейтральной атмосфере начинается на высотах z_0 , где скорость частиц в волне v_w начинает превышать примерно $0.1c_{s0}$ [33]. Чем выше интенсивность ВГВ, тем меньше высота z_0 (см. табл. 6). Важно, что

$$v_w(z) = v_w(0)\exp(\xi), \quad \xi = \frac{1}{2} \int_0^z \frac{dz}{H(z)}.$$

Оценки скорости $v_w(0)$ у поверхности воды приведены в табл. 6.

Величину нагрева газа в верхней атмосфере над ТЦ можно определить из следующего уравнения баланса:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Pi}{c_p \rho H} - \frac{T - T_0}{\tau_T}, \quad (40)$$

где τ_T — время релаксации температуры атмосферы, T и T_0 — возмущенное и невозмущенное значения ее температуры, Π — плотность потока энергии АГВ. Последняя равна

$$\Pi = \frac{\delta p^2}{\rho c_s},$$

где δp — изменение давления воздуха, вызванное АГВ. При размерах ТЦ $2R_0 \approx 800...1200$ км до высот $z \sim 100$ км расходимость волн несущественна, и до начала области диссипации АГВ может считаться $\Pi(z) \approx \Pi(0) = \delta p^2(0)/\rho(0)c_s(0)$. Полагая, что возмущение δp вызвано монохроматической волной и что нелинейные искажения профиля волны незначительны (это справедливо при $z \leq z_0$, т. е. $\delta p(z)/p_0(z) \ll 1$, где $p_0(z)$ — невозмущенное давление воздуха), для вариаций δp примем следующую модель:

$$\delta p = \delta p_m \cos \Omega t, \quad (41)$$

где δp_m и Ω — амплитуда и частота АГВ. Тогда

$$\Pi(t) = \Pi_m \cos^2 \Omega t = \frac{\Pi_m}{2} (1 + \cos 2\Omega t). \quad (42)$$

Здесь

$$\Pi_m = \frac{\delta p_m^2(0)}{\rho(0)c_s(0)} \quad (43)$$

— плотность потока энергии АГВ вблизи поверхности океана. Решение уравнения (40) с начальным условием $T(t = 0) = T_0$ и учетом соотношения (42) имеет вид

$$\vartheta = \vartheta_m \left[1 - e^{-t/\tau_T} + \frac{\theta_m}{\Omega_T} \cos(2\Omega t - \varphi_\Omega) \right], \quad (44)$$

где $\vartheta = T/T_0 - 1$ — относительное возмущение T , $\Omega_T = \Omega \tau_T$, $\operatorname{tg} \varphi_\Omega = 2\Omega$,

$$\vartheta_m = \frac{T_m}{T_0} - 1 = \frac{\Pi_m \tau_T}{2c_p \rho H T_0} \quad (45)$$

— амплитуда ϑ .

Заметим, что уравнение (40) не учитывает процесса теплопроводности газа, который при $\vartheta \sim 1$ становится нелинейным. Пренебречь этим процессом можно при условии, что его характерное время $\tau_{Tc} = H^2/\kappa_T \gg \tau_T$, где κ_T — коэффициент температуропроводности. Данное неравенство выполняется на высотах $z \leq 200$ км. Здесь $H \approx 40$ км, $\kappa_T \approx 5 \cdot 10^4 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, а $\tau_{Tc} \approx 3 \cdot 10^4$ с. Значение τ_T определяется скоростью ветра w_w в верхней атмосфере, и при $w_w = 100$ м/с, $2R_0 \approx 1000$ км составляет $\tau_T = 2R_0/w_w \approx 10^4$ с. Видно, что $\tau_{Tc} > \tau_T$.

По формуле (43) оценим Π_m . При $\delta p_m \approx 20$ Па [44] имеем $\Pi_m \approx 0.9 \text{ Вт}/\text{м}^2$. Тогда из соотношения (45) следует, что на высоте 90 км, где $T_0 = 200$ К, $\rho \approx 4 \cdot 10^{-6} \text{ кг}/\text{м}^3$, $H \approx 8$ км еще применимо линейное приближение (41), $\Delta T_m = T_m - T_0 \approx 140$ К, т. е. $\vartheta \approx 0.7$. На самом деле значение ΔT несколько завышено, так как не учитывалось отражение, рефракция и другие эффекты при распространении ВГВ от ТЦ до верхней атмосферы. В любом случае над ТЦ следует ожидать повышения температуры газа на десятки процентов. Примерно такой же тепловой эффект будет и на высотах $z \geq z_0$ (вплоть до $z \approx 200$ км, где теплопроводность приводит к существенному уменьшению ΔT).

Обратимся к уравнению (44). Видно, что временные вариации T являются как апериодическими, так и периодическими. Первые вызваны переходным процессом, вторые — гармоническим возмущением. При $t \gg \tau_T$ имеем

$$\vartheta \approx \vartheta_m \left[1 + \frac{\vartheta_m}{\Omega_T} \cos(2\Omega t - \varphi_\Omega) \right]. \quad (46)$$

Важно, что по сравнению с изменениями $\delta p(t)$ вариации $T(t)$ имеют в два раза большую частоту. Кроме того, вторые запаздывают по фазе по отношению к первым. Оценим значение φ_Ω . При периодах ВГВ $T_w = 1.5...2$ ч частота $\Omega \approx 0.001 \text{ с}^{-1}$. Тогда $2\Omega\tau_T \approx 20 \gg 1$. Это означает, что $\varphi_\Omega \approx \pi/2$, т. е. возмущения $T(t)$ запаздывают по отношению к изменениям $\delta p(t)$ на четверть периода ВГВ. При указанных T_w время запаздывания составляет $T_w/4 \approx 25...30$ мин.

Заметим, что глубина модуляции ϑ значительна, если ϑ_m / Ω_T близко к 1, т. е. при $\vartheta_m \sim 1$ и $\Omega_T \sim 1$. Последнее имеет место при том же значении периода ВГВ и $\tau_T \approx 1000$ с, т. е. масштабе метеорологического процесса с шириной фронта порядка 100 км. Время запаздывания при этом уменьшается до 20—25 мин.

Нагрев верхней атмосферы акустическими волнами. Инфразвук, генерируемый как океаническими волнами, так и турбулентностью циклона, достигая верхней атмосферы, диссирирует, что приводит к нагреву атмосферы в широком диапазоне высот. Диссипация инфразвука начинается на высоте z_{a1} , где $v_w \approx 0.1c_{s0}$, а заканчивается на высоте z_{a2} , где длина свободного пробега молекул газа $l_n \approx \lambda_m = c_{s0}T_{max}$ [33]. Длина волны акустического излучения $\lambda_m \approx 2...30$ км. При этом $z_{a2} \approx 330...430$ км соответственно. Значение z_{a1} существенно зависит от величины V_0 : при $V_0(r_0) \approx 20...90$ м/с высота соответственно составляет $z_{a1} \approx 300...60$ км.

Величину ϑ_m можно оценить из соотношения, подобного (45):

$$\vartheta_m = \frac{\Pi_a e^{-\Gamma_T} S_a}{2c_p \rho H T_0 S_0},$$

где учтены поглощение инфразвука (Γ — интегральный коэффициент поглощения энергии волны) и конечность площади океана, генерирующий инфразвук. При $S_a \ll S_0$ эффективность нагрева в ядре циклона невысокая. Здесь имеют место большие изменения давления δp_a и скорости частиц в волне v_w . Однако при $v_w \geq 0.1c_{s0}$ профиль волны начинает заметно отличаться от косинусоидального, возникает обогащение частотного спектра высокими частотами. Инфразвук с более высокими частотами поглощается на меньших высотах, где плотность и масса газа

выше. Это приводит к существенному ослаблению волны, но незначительному нагреву газа. Поэтому более сильное возмущение верхней атмосферы имеет место не над ядром сильного циклона (урагана или тайфуна), а ближе к его периферии, где V меньше V_0 в несколько раз. И хотя здесь меньше значение Π_a , но здесь зато существенно меньше значение Γ , которое входит в экспоненту. Кроме того, при этом S_a соизмеримо с S_0 . Все это приводит к увеличению ϑ_m над некоторой средней частью ТЦ, где $r \approx \approx (10...15)r_0$.

Нагрев нейтрального газа акустическим излучением вызывает комплекс уже упоминавшихся вторичных процессов, подобных тем, что вызываются диссипацией ВГВ в верхней атмосфере.

Геомагнитный эффект ВГВ. ВГВ, распространяясь в атмосфере, оказывают на нее двоякое воздействие. Линейные волны (что имеет место при $z < z_0$) лишь модулируют параметры нейтрального газа и плазмы. При $z > z_0$ к этому добавляется нелинейная диссипация волны, в результате чего нейтральная среда нагревается. Более того, ее температура оказывается промодулированной колебанием с удвоенной (в первом приближении) частотой. Добавочный нагрев и модуляция температуры вызывают в свою очередь изменение и модуляцию зависящих от температуры параметров газа: частот соударений, скоростей химических реакций, концентрации электронов и ионов и др. В результате этого возникает возмущение и модуляция как тензора проводимости плазмы, так и тока увлечения заряженных частиц нейтральными частицами. При изменении температуры газа на 10—100 %, на десятки процентов также возмущаются компоненты тензора проводимости ионосферы и интегральный ток в ионосфере. Считая, что переходный процесс нагрева газа закончился, для оценки амплитуды колебаний индукции геомагнитного поля на частоте 2Ω имеем следующее соотношение:

$$\Delta B_\Omega \approx \frac{\vartheta_m}{2\Omega_T} \mu_0 I_0, \quad (47)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, I_0 — невозмущенное значение интегрального тока. Полагая в дневное время $I_0 = 0.2$ А/м, $\Omega = 0.001 \text{ с}^{-1}$, $\tau_T = 10^4$ с, для $\vartheta_m = 0.1...1$ получаем $\Delta B_\Omega \approx 1.3...13$ нТ. Близкое значение ΔB_Ω

наблюдалось, например, в работе [44], где приведены также более подробные расчеты в линейном приближении геомагнитного эффекта, вызываемого прохождением ВГВ. В ночное время I_0 на порядок меньше, а значит, на порядок меньше и вариация ΔB_Ω .

Заметим, что соотношение (47) применимо для приближенного описания магнитного эффекта тока, текущего по бесконечному горизонтальному листу. Не учитывается также экранирующее действие подстилающей поверхности.

Геомагнитный эффект акустических волн. По своим физическим механизмам воздействие инфразвука на верхнюю атмосферу подобно воздействию ВГВ. Подобна и реакция верхней атмосферы на это воздействие. Различие состоит в величине преобладающих периодов вариаций индукции геомагнитного поля. Воздействие инфразвука должно привести к увеличению уровня геомагнитных пульсаций в диапазоне периодов от единиц до десятков секунд (см. табл. 7). Эффект заметно выражен лишь на основной частоте инфразвука ($\Omega \approx 0.1 \dots 1 \text{ c}^{-1}$), где $\Delta B \sim \sim 0.1 \dots 1 \text{ нТ}$ (в дневное время). На удвоенной частоте ΔB_Ω на 2–3 порядка меньше, чем на частоте Ω (см. формулу (47)).

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТРОПИЧЕСКИМИ ЦИКЛОНАМИ. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАГНИТОСФЕРУ И РАДИАЦИОННЫЙ ПОЯС

Развитие ТЦ сопровождается грозами и генерацией электромагнитного излучения в широком диапазоне частот ($f \leq 100 \text{ кГц}$). Об этом свидетельствуют, в частности, ракетные и спутниковые наблюдения [46–48].

Энергия и мощность сильнейшей молнии порядка 10 ГДж и 10 ГВт. За время существования ТЦ их число может достичь $10^3 \dots 10^4$. Суммарная энергия и мощность может приблизиться к 100 ТДж и 100 ТВт. В энергию акустических и электромагнитных волн преобразуются около 0.001 и 0.0001–0.001 энергии молний соответственно. Тогда энергия этих волн, генерируемых 10^4 молниями, составит около 100 и 10–100 ГДж соответственно. Средняя мощность этих излучений за время жизни циклона (6 сут) приближается к значениям 200 и 20–200 кВт соответственно.

Потоки акустической и электромагнитной энергии, достигая верхней атмосферы ($\sim 50 \dots 100 \text{ км}$), существенно изменяют ее параметры. Кроме того, электромагнитное ОНЧ-излучение вдоль магнитных силовых линий поступает в магнитосферу, заполненную энергичными частицами (электронами и протонами). В результате возбуждения циклотронной неустойчивости возникает стимулированное высыпание заряженных частиц из геомагнитной ловушки в верхнюю атмосферу [34]. Динамические уравнения, описывающие вариации плотности w_e энергии ОНЧ-излучения либо излучения альвенновских волн и числа энергичных частиц в магнитной силовой трубке, содержащей источник волн, имеют вид [34–37]:

$$\frac{dw_e}{dt} = I_w + \Gamma_w n w_e - \gamma_w w_e, \quad (48)$$

$$\frac{dn}{dt} = I_n - \gamma_n n w_e, \quad (49)$$

где I_w — мощность источника излучения, I_n — источник энергичных частиц, ν_w^{-1} — время релаксации плотности энергии волн w_e , Γ_w , γ_n — коэффициенты связи. Заметим, что система уравнений (48) и (49) — нелинейная.

Вызванное излучением ОНЧ либо альвенновских волн высыпание соответственно электронов или протонов производит дополнительную ионизацию в верхней атмосфере, модулирует токовую струю, которая, в свою очередь, является источником низкочастотных излучений. Развиваются вторичные процессы в подсистемах, которые уже упоминались. Таким образом осуществляется воздействие циклонов на магнитосферу и радиационный пояс, а также обратное воздействие последних на нижележащие области околоземной среды.

ГЕНЕРАЦИЯ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ. ВОЗДЕЙСТВИЕ НА МАГНИТОСФЕРУ И РАДИАЦИОННЫЙ ПОЯС

Океанические аэрозоли. Под аэрозолями понимают твердые и жидкие частицы с диаметрами d_a от 0.05 до 50 мкм [4, 15, 18, 23, 26]. Есть несколько механизмов их образования. Самые крупные аэрозоли ($d_a > 1 \text{ мкм}$) возникают в

результате разбрызгивания и высыхания капель при скорости ветра $V > 7$ м/с, а также в результате распада струйки воды, выбрасываемой из лопающегося пузырька. В спокойных условиях их концентрация n_a и объемная плотность ρ_a не превышают $5 \cdot 10^4$ м⁻³ и $5 \cdot 10^{-11}$ кг/м³. Более мелкие ($d_a < 1$ мкм) аэрозоли образуются в основном в момент разрыва пленки всплывающего на поверхность пузырька газа, в котором имеется избыточное давление. Другим способом образования аэрозолей с указанными размерами является стягивание лопнувшей пленки пузырька. Максимум функции распределения частиц по размерам приходится на $d_a \approx 0.1$ мкм. В спокойных условиях для этих частиц $n_a \approx (3...5) \cdot 10^8$ м⁻³, $\rho_a \approx (3...5) \cdot 10^{-10}$ кг/м³ [4]. Поэтому именно аэрозоли с $d_a \approx 0.1$ мкм играют главную роль в обсуждаемых ниже эффектах.

Сильный ветер в циклоне способствует более интенсивному образованию аэрозолей. Для плотности аэрозолей всех масштабов справедливо следующее эмпирическое соотношение [4]:

$$\ln \rho_a = 0.16V + 1.45, \quad (50)$$

или

$$\rho_a(V) = \rho_{a0} e^{\alpha_a V},$$

где $\rho_{a0} = 4.3 \cdot 10^{-9}$ кг/м³, $\alpha_a = 0.16$ с/м. Пределы применимости формулы (50) неизвестны, но уже при $V = 35$ м/с (переход к урагану) ρ_a увеличивается примерно на два с половиной порядка, достигая значений $\rho_a \approx 10^{-6}$ кг/м³ и $n_a \approx 10^{11}$ м⁻³.

Атмосферный ток. В спокойных условиях средняя плотность тока в атмосфере составляет $j_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ А/м² [4, 31]. Уравнения баланса концентраций положительных и отрицательных ионов аналогичны и имеют вид

$$\frac{dn_i}{dt} = q_i - \alpha_i n_i^2 - \beta_a n_i,$$

где величина q_i — скорость образования ионов, $\alpha_i = 1.6 \cdot 10^{-12}$ м³/с — коэффициент рекомбинации ионов, $\beta_a = 0.0165$ м³/с — коэффициент прилипания ионов к аэрозолям. В отсутствие последних в стационарном состоянии $n_{i\infty} = (q_i/\alpha_i)^{1/2}$. В спокойных условиях при $q_{i0} \approx 10^7$ м⁻³ с⁻¹ имеем $n_{i\infty} \approx 2.5 \cdot 10^9$ м⁻³. При $n_a \neq 0$ практически все ионы быстро (за время $\tau_a = (\beta_a n_a)^{-1} \sim 10^{-7}$ с) прилипнут к аэрозолям. Заряд в единице объема

$Q_0 = en_{i\infty}$ составит около $4 \cdot 10^{-10}$ Кл/м³. При скорости конвекции w разделившиеся заряды создали бы плотность тока $j_{a0} = Q_0 w = en_{i\infty} w$. Для $n_{i\infty} = 2.5 \cdot 10^9$ м⁻³ и $w = 0.6$ м/с имеем $j_{a0} = 2.4 \cdot 10^{-10}$ А/м². В спокойных условиях, однако, значительного разделения заряда не происходит, и $j_{a0} \approx j_0 \approx 3 \cdot 10^{-12}$ А/м².

В развитом циклоне ситуация может резко измениться. При этом существенно активизируются образование аэрозолей, их электризация, разделение зарядов и т. д.

Механизмы электризации аэрозолей перечислены в работе [26]. Для ТЦ основным из них, по-видимому, является распыление капель. Восходящие потоки воздуха в циклоне переносят вверх положительно заряженные аэрозоли. Более крупные капли, заряженные отрицательно, двигаются вниз. В результате этого существенно увеличивается плотность атмосферного тока. Увеличение интенсивности осадков приводит к значительному увеличению j_a . Во время ливней, обычно сопровождающих ТЦ, значение j_a может достигнуть 10^{-8} и даже 10^{-7} А/м² [3, 4].

Преобладание концентрации ионов одного знака над другим обеспечивает возникновение нескомпенсированного объемного заряда (обычно положительного). Его величина может существенно превысить фоновое значение (порядка 10^{-10} Кл/м³). В грозовом очаге, который возникает в кучево-дождовом облаке ядра циклона, плотность тока уже приближается к значению $j_a \approx 10^{-7}$ А/м². При том же значении w это соответствует $Q = j_a w \approx 1.7 \cdot 10^{-7}$ Кл/м³ и скорости разделения заряда $\dot{Q} = j_a / H_a \approx 10^{-11}$ А/м³. (Здесь точка над Q обозначает производную по времени, H_a — толщина облака, обычно $H_a \approx \approx 10$ км). Эти значения следует рассматривать как оценку сверху. Более вероятными представляются значения $j_a \approx 3 \cdot 10^{-9} \dots 3 \cdot 10^{-8}$ А/м² и $\dot{Q} \approx 3 \cdot 10^{-13} \dots 3 \cdot 10^{-12}$ А/м³. Важно, что даже в этом случае $j_a / j_0 \approx 10^3 \dots 10^4$.

Появление мощного атмосферного тока приводит к генерации квазистационарных электрических и магнитных полей в верхней атмосфере, ионосфере и магнитосфере [16, 17].

Генерация электрического поля. Процессы в атмосфере, имеющие характерное время становления не менее $t_0 = \varepsilon_0 / \sigma_0 \approx 440$ с, можно рассматривать как квазистационарные. Здесь

Таблица 8. Электрические параметры ТЦ в зависимости от плотности электрического заряда.
Здесь E_e — напряженность электрического поля в облаке, $F_e = QE_e$, $F_p = \Delta p(r_0)/r_0$, $F_k = 2\omega v_0 \rho$
и $F_c = \rho v_0^2/2$ — удельные электрическая, термодинамическая, кориолисова и центробежная силы

$Q, \text{з}$ Кл/м	$w_0,$ м/с	$j_a,$ $\text{А}/\text{м}^2$	$\dot{Q}, \text{з}$ $\text{А}/\text{м}$	$E_e,$ МВ/м	$F_e, \text{з}$ Н/м ³	$F_p, \text{з}$ Н/м ³	$F_k, \text{з}$ Н/м ³	$F_c, \text{з}$ Н/м ³	$v_0,$ м/с	$r_0,$ км	$\Delta p(r_0),$ кПа	$R_0,$ км	$\Delta B(R_0),$ нТл
10^{-10}	0.03	$3 \cdot 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{-16}$	0.1	10^{-5}	0.1	2	0.03	15	10	0.8	400	0.0008
10^{-9}	0.04	$4 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-15}$	0.2	$2 \cdot 10^{-4}$	0.3	4	0.1	30	11	3	450	0.011
10^{-8}	0.05	$5 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-14}$	0.4	0.004	0.6	7	0.2	50	14	9	570	0.2
10^{-7}	0.1	10^{-8}	10^{-12}	0.6	0.06	0.8	8	0.3	60	15	12	610	3.8
10^{-6}	0.2	$2 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-11}$	0.8	0.8	1.1	9	0.4	70	16	17	650	82
10^{-5}	0.3	$3 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-10}$	1.0	10	1.2	10	0.5	80	18	22	700	1300
10^{-4}	0.5	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-9}$	2.0	200	1.4	12	0.5	90	20	28	750	24000

$\varepsilon_0 \approx 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — электрическая постоянная, $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ См/м}$ — проводимость воздуха у поверхности воды в невозмущенных условиях. Следуя работам [16, 17], для оценки электрического поля в ионосфере, вызванного циклонической деятельностью, можно получить следующее соотношение:

$$E_i = E_0 \frac{\sigma_0 j_a}{\sigma_i j_0},$$

где $\sigma_i \approx 10^{-6} \text{ См/м}$ — проводимость плазмы у нижней границы ионосферы, $E_0 = 150 \text{ В/м}$ — напряженность электрического поля у поверхности воды. Подставляя приведенные выше оценки j_a , получим $E_i \approx 3 \dots 30 \text{ мВ/м}$. Эти значения E_i на 1—2 порядка превышают фоновые значения напряженности электрического поля в ионосфере. Добавим, что максимальное возмущение этого поля имеет место не строго над ТЦ, а в стороне от него. Смещение связано с переносом возмущения по магнитным силовым линиям с высоты динамо-области ($z \sim 100 \dots 150 \text{ км}$) на большие высоты. Величина смещения достигает $600 \dots 800 \text{ км}$ [16, 17], что одного порядка с размером ТЦ.

Генерация магнитного поля. Увеличение атмосферного тока в области циклона вызывает вариации геомагнитного поля. Изменение индукции магнитного поля ΔB на расстоянии R дается известным соотношением:

$$\Delta B = \mu_0 \frac{I_a}{2\pi R}.$$

Здесь $I_a = j_a S_0$, где $S_0 = \pi R_0^2$. Тогда на расстоянии R_0 от центра циклона для оценок в системе СИ имеем следующее выражение:

$$\Delta B(R_0) \approx 6.3 \cdot 10^{-7} j_a R_0.$$

Например, при $j_a \approx 3 \cdot 10^{-9} \text{ А}/\text{м}^2$, $R_0 = 600 \text{ км}$ получим $\Delta B(R_0) \approx 1 \text{ нТл}$. Результаты оценок $\Delta B(R_0)$ приведены в табл. 8.

Воздействие на энергичные частицы. Генерируемое электрическое поле, незначительно ослабляясь, по магнитным силовым линиям проникает в магнитосферу и при определенных условиях уменьшает «поперечную» энергию заряженных частиц на величину $\epsilon = eE_i L_\perp$, где L_\perp — горизонтальный масштаб возмущения электрического поля [35—37]. Полагая $L_\perp = 2R_0 \approx 1000 \text{ км}$, получим $\epsilon_\perp \approx 5 \dots 50 \text{ кэВ}$. Таких значений ϵ_\perp достаточно для перераспределения частиц по питч-углам и высыпания определенной их доли из радиационного пояса в верхнюю атмосферу, а также для возникновения ряда уже упоминавшихся вторичных процессов.

ОБСУЖДЕНИЕ

Мощное землетрясение (ЗТ), по-видимому, было первым из высокоэнергичных источников, заставивших еще в начале 1960-х гг. пересмотреть взгляды на роль потоков энергии «снизу». До этого считалось, что процессы в геокосмосе определяются лишь потоками энергии «сверху» [33—35]. Энергия и мощность сильнейших ЗТ находятся в пределах $10^{18} \dots 10^{19} \text{ Дж}$ и $10^{16} \dots 10^{17} \text{ Вт}$. Эти же величины для АГВ, порождаемых ЗТ, на 3—4 порядка меньше. Весьма значительна и энергетика электромагнитного излучения ЗТ.

Особую роль в изучении сейсмо-ионосферно-магнитосферных связей сыграли мощные наземные взрывы, и в частности, знаменитый проект MACCA (магнитосферно-атмосферные связи при сейсмо-акустических явлениях), реализованный 28 ноября 1981 г. (см. специальный выпуск [29]). В конце минувшего века значительное внимание стало уделяться поиску предвестников ЗТ в геокосмосе [7, 21]. По существу была подготовлена почва для смены парадигмы [32, 35–40]. Стало понятным, что Земля и ее оболочки представляют собой единую систему. Между ее подсистемами имеют место взаимодействия. Последние проявляются четко при достаточно интенсивных ЗТ, которые случаются сравнительно редко.

О влиянии мощных атмосферных процессов на верхнюю атмосферу подозревали давно, но лишь в последнее время получены убедительные доказательства этого [16, 17, 44]. Обычные (внетропические) циклоны существуют почти всегда. Это означает, что их воздействие на верхнюю атмосферу может быть регулярным. Отличие ТЦ от обычного циклона состоит в наличии взаимодействия океана с нижней атмосферой. Таким образом, роль ТЦ в системе океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера становится существенной. В настоящей работе построена схематизированная модель взаимодействия перечисленных подсистем. Одни процессы рассмотрены сравнительно подробно, другие — менее подробно.

Взаимодействие океана и ТЦ изучалось детально [9, 19, 30]. Работа [45] интересна тем, что в ней рассмотрено нелинейное взаимодействие в подсистеме океан — ТЦ и показано, что процесс может описываться затухающими нелинейными колебаниями. При этом ТЦ считался неподвижным, что бывает весьма редко. В настоящей работе учтено и движение ТЦ. Кроме того, сделано, как нам кажется, естественное предположение, что энергетическая подпитка возникшего циклона имеет место до тех пор, пока температура поверхностного слоя t_1 превышает температуру нижележащих холодных слоев t_{1m} . В работе [43] считалось, что подпитка имеет место лишь при $t_1 > t_c$. Поскольку $t_c \approx 26.5^\circ\text{C}$, а $t_{1m} \approx 23^\circ\text{C}$, то разница существенна. В частности, в нашем случае стационарное значение $t_s < t_c$. Кроме того, стационарное зна-

чение тангенциальной скорости в циклоне может достигать 50—60 м/с (в работе [45] оно было около 20 м/с). Значение $v_0 \approx 20$ м/с для урагана (тайфуна) — слишком мало.

В настоящей работе рассмотрены три механизма воздействия ТЦ на верхнюю атмосферу и геокосмос: акусто-гравитационный, электромагнитный и квазистатический. Вычислены потоки энергии АГВ. Показано, что даже для наиболее сильных ТЦ мощность излучаемых ВГВ P_r значительно (на два порядка) меньше мощности P_f , затрачиваемой на трение потоков воздуха в циклоне о поверхность океана. Учитывая, что $P_f \propto v_0^3$, а $P_r \propto v_0^{53/12}$, приходим к выводу, что генерация ВГВ могла бы ограничивать дальнейшее увеличение скорости ветра в циклоне и его предельную мощность, связанную с движением воздушных масс. Это имело бы место при нереально больших значениях v_0 .

Мощность излучения ВГВ для сильнейших ТЦ достигает 10^{11} — 10^{12} Вт. Для сравнения укажем, что по нашим оценкам мощность излучения ВГВ всеми горными системами планеты (мощность орографических возмущений) составляет в среднем около 10^{11} Вт.

Интересным выводом работы является возможность генерации возмущений геомагнитного поля не только на частоте ВГВ (что естественно), но и на удвоенной частоте в результате нагрева газа диссирируемой на высотах 80—200 км ВГВ. Важно, что этот вывод подкрепляется результатами наблюдений [44]. В этой работе возмущения давления имели составляющую с периодом T около 2 и 1 ч, а возмущение D -компоненты геомагнитного поля — составляющие с периодами 1 и 0.5 ч. Оценим время запаздывания вариаций геомагнитного поля на удвоенной частоте по сравнению с изменениями давления воздуха на поверхности. Если предположить, что ВГВ с $T \approx 1$ ч достигает верхней атмосферы со скоростью, близкой к $0.2c_{s0}$ [44], то время ее распространения до высоты $z \sim 120$ км составляет около 30 мин. Запаздывание вариаций температуры, связанных с нагревом газа в верхней атмосфере, как показано выше, составляет $T_w/4 \approx 25\ldots 30$ мин (см. (41) и (46)). Суммарное запаздывание должно быть около 55—60 мин. Наконец, нами объяснен результат из [44], где отмечалось, что наиболее

вероятное значение периода ВГВ составляло 1.5 ч. Выше показано, что интенсивность излучения резко увеличивается в окрестности частоты Ω_1 , которой соответствует период $T_{r1} \approx 1.45$ ч (при турбулентных пульсациях скорости $\tilde{v} \approx 6$ м/с и радиусе вихря $l \approx 500$ км). Добавим, что в работе [44] наблюдались АГВ, генерированные не ТЦ, а мощным атмосферным фронтом. Разница состоит в механизмах образования атмосферных вихрей, механизмы же генерации АГВ остаются подобными, в обоих случаях они вызваны интенсификацией атмосферной турбулентности.

На высотах 100—150 км ВГВ становятся нелинейными, здесь скорость v_w сопоставима со скоростью звука. Имеет место диссипация энергии этих волн, что способствует возникновению целого комплекса динамических и тепловых эффектов. К ним относятся: всплыивание нагретого воздуха, развитие гидродинамической неустойчивости в атмосфере, интенсификация турбулентности, возбуждение струйного течения [20] и диссипативных структур [8], неустойчивость АГВ, стимулированная значительным увеличением электрического поля на ионосферных высотах [27], генерация АГВ-вихрей [1] и др.

Возникновение электромагнитного излучения ТЦ обусловлено грозовой деятельностью в ядре циклона. Генерируемое при этом ОНЧ-излучение эффективно взаимодействует с запасенными в радиационном поясе электронами. Возникающие при этом процессы детально изучены в работе [5]. Оценки триггерного эффекта выполнены автором настоящей статьи [35].

Механизм генерации квазистационарных возмущений электрического поля и результаты соответствующих наблюдений обсуждаются в работах [16, 17], однако причины увеличения тока в приводной атмосфере не указываются. По-видимому, увеличение тока обусловлено активизацией процессов образования и электризации аэрозолей в результате значительного усиления ветра в развившемся циклоне.

В заключение добавим, что до настоящего времени роль электрических процессов в ТЦ недооценивалась. На необходимость их учета указано в работе [3]. Расчеты показывают, что электрические силы могут быть не только существенными, но и определяющими (табл. 8). Последняя ситуация может возникнуть в циклоне

лишь при $Q \geq 10^{-6}$ Кл/м³, $j_a \geq 10^{-7}$ А/м². В этом случае и воздействие ТЦ на ионосферу и магнитосферу тоже должно увеличиться, так как $j_a/j_{a0} \geq 10^5$. При достаточно большой объемной плотности заряда Q воздух в ТЦ ведет себя как плазмоподобная среда, помещенная во внешнее магнитное поле. В такой среде следует ожидать появление вихрей электромагнитной природы, волновых низкочастотных процессов, электрических структур, неустойчивостей и т. д. В результате развития таких процессов возникают новые каналы воздействия циклона на ионосферу и магнитосферу. Эти вопросы, однако, требуют специального рассмотрения.

Таким образом, в настоящей работе построена схематизированная модель процессов в системе океан — циклон — верхняя атмосфера — ионосфера — магнитосфера. Основные моменты взаимодействия между подсистемами опираются на результаты наблюдений других исследователей. Разумеется, в будущем данная модель будет конкретизироваться и детализироваться.

Выводы

1. Обосновано положение о том, что тропический циклон — одно из систематически возникающих самых высокоэнергетических крупномасштабных атмосферных образований на нашей планете — является элементом системы океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера. ТЦ играет определяющую роль в глобальном массо- и энергообмене в этой системе.

2. Изучение указанной системы требует рассмотрения широкого круга физических явлений и процессов в подсистемах, механизмов их взаимодействия. Обсуждаемая проблема — междисциплинарная. Она находится на стыке различных наук о Земле и околоземном космосе. К ним относятся физика океана, метеорология, физика атмосферы, физика геокосмоса, геомагнетизм и др.

3. Построены основы схематизированной модели основных процессов в системе океан — атмосфера — ионосфера — магнитосфера.

4. Продемонстрировано, что подсистемы и вся система в целом являются нелинейными.

5. Указаны основные механизмы взаимодействия подсистем. Между подсистемами имеют ме-

сто прямые и обратные связи. Возникающие при этом процессы характеризуются значительной энергетикой.

6. Воздействие циклона на верхнюю атмосферу, ионосферу и магнитосферу осуществляется по крайней мере по трем каналам: акустико-гравитационному, электромагнитному и электрическому, с которыми связаны генерация волн и полей соответствующей природы.

7. Изложенная схематизированная модель будет уточняться и совершенствоваться в дальнейших исследованиях. Однако уже сейчас ясно, что спутниковые наблюдения вариаций ряда параметров атмосферы и геокосмоса позволят расширить возможности ранней диагностики тропических циклонов и их предвестников.

Автор благодарен К. П. Гармашу за полезное обсуждение отдельных результатов работы.

1. Абурджания Г. Д. Самоорганизация акустико-гравитационных вихрей в ионосфере перед землетрясением // Физика плазмы.—1996.—22, № 10.—С. 954—958.
2. Абурджания Г. Д., Хантадзе А. Г. Крупномасштабные электромагнитные волновые структуры в Е-области ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 2.—С. 245—251.
3. Артеха С. Н., Ерохин Н. С. Электромагнитные силы и вихревые процессы в атмосфере // Междунар. конф. МСС-04 «Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность»: Сб. тр., 23—25 сентября 2004 г. — М.: РОХОС, 2004.—С. 326—331.
4. Атмосфера. Справочник. — Л: Гидрометеоиздат, 1991.—510 с.
5. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альвеновские мазеры. — Горький: ИПФ АН СССР, 1986.—190 с.
6. Бреховских Л. М. Об излучении инфразвука в атмосфере океаническими волнами// Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана.—1968.—4, № 4.—С. 444—450.
7. Бучаченко А. Л., Ораевский В. Н., Похотов О. А. и др. Ионосферные предвестники землетрясений // Успехи физ. наук.—1996.—166, № 9.—С. 1023—1029.
8. Гивишвили Г. В. Квазистационарные ионосферные неоднородности и мелкомасштабные ячейки циркуляции свободной атмосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 1.—С. 90—97.
9. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. — М: Мир, 1986.—Том. 1.—400 с.; Том. 2.—416 с.
10. Голицын Г. С. Статистика и энергетика тропических циклонов // Докл. АН.—1997.—354, № 4.—С. 535—538.
11. Голицын Г. С., Ярошевич М. И. Особенности повторяемости тропических циклонов по энергиям // Докл. АН.—2000.—372, № 4.—С. 544—546.
12. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М: Мир, 1978.—532 с.
13. Григорьев Г. И. Акустико-гравитационные волны в атмосфере (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика.—1999.—42, № 1.—С. 3—24.
14. Дробязко И. Н. Красильников В. Н. Генерация акустико-гравитационных волн атмосферной турбулентностью // Изв. вузов. Радиофизика.—1985.—28, № 11.—С. 1357—1365.
15. Ивлев Л. С. Химический состав и структура атмосферных аэрозолей. — Л: Гидрометеоиздат, 1982.—366 с.
16. Исаев Н. В., Сорокин В. М., Чмырев В. М. и др. Возмущение электрического поля в ионосфере морскими штормами и тайфунами // Космические исследования.—2002.—40, № 6.—С. 591—597.
17. Исаев Н. В., Сорокин В. М., Чмырев В. М., Серебрякова О. Н. Электрические поля в ионосфере, связанные с морскими штормами и тайфунами // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 5.—С. 670—675.
18. Кондратьев К. Я., Поздняков Д. В. Аэрозольные модели атмосферы. — М., 1981.—103 с.
19. Краус Е. Б. Взаимодействие атмосферы и океана. — Л: Гидрометеоиздат, 1979.—295 с.
20. Кшевецкий С. П., Гаврилов Н. М. Вертикальное распространение нелинейных гравитационных волн и их разрушение в атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия.—2003.—43, № 1.—С. 74—82.
21. Липперовский В. А., Похотов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. — М.: Наука, 1992.—304 с.
22. Матвеев Ю. Л., Матвеев Л. Т. Особенности образования, развития и движения тропических циклонов // Физика атмосферы и океана.—2000.—36, № 6.—С. 760—767.
23. Петренчук О. П. Экспериментальные исследования атмосферного аэрозоля. — Л: Гидрометеоиздат, 1979.—264 с.
24. Погорельцев А. И., Перцев Н. Н. Влияние фонового ветра на формирование структуры акустико-гравитационных волн в термосфере // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.—1995.—31, № 6.—С. 755—760.
25. Пономарев Е. А., Ерущенков А. И. Инфразвуковые волны в атмосфере Земли (Обзор) // Изв. вузов. Радиофизика.—1977.—20, № 12.—С. 1773—1789.
26. Райст П. Аэрозоли. Введение в теорию: Пер. с англ. — М: Мир, 1987.—280 с.
27. Сорокин В. М., Чмырев В. М. О неустойчивости акустогравитационных волн в ионосфере под действием электрического поля // Геомагнетизм и аэрономия.—1999.—39, № 5.—С. 38—45.
28. Сорокин В. М., Чмырев В. М. Электродинамическая модель ионосферных предвестников землетрясений и некоторых видов катастроф // Геомагнетизм и аэрономия.—2002.—42, № 6.—С. 821—830.
29. Физика Земли.—1985.—№ 11.
30. Хайн А. П., Сутырин Г. Г. Тропические циклоны и их взаимодействие с океаном. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983.—272 с.
31. Чалмерс Дж. А. Атмосферное электричество. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974.—384 с.
32. Черногор Л. Ф. Глобальные эффекты при локальном энерговыделении в Геосфере // Всесоюз. конф. «Нетрадиционные научные идеи о природе и ее явлениях». — Гомель, 1990.—Т. 2.—С. 221—229.
33. Черногор Л. Ф. Инфразвуковое воздействие землетрясений и их предвестников на параметры околосземного

- пространства // Радиофизика и радиоастрономия.—1997.—2, № 4.—С. 463—472.
34. Черногор Л. Ф. Энергетика процессов на Земле, в атмосфере и околоземном космосе в свете проекта «Попредження» // Космічна наука і технологія.—1999.—5, № 1.—С. 38—47.
35. Черногор Л. Ф. Геокосмосфера — открытая динамическая нелинейная система // Вісник Харків. ун-ту. Радіофізика та електроніка.—2002.—№ 570, вип. 2.—С. 175—180.
36. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия.—2003.—8, № 1.—С. 59—106.
37. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 96—105.
38. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — ионосфера — магнитосфера как открытая динамическая нелинейная система // Пятая Российская конф. по атмосферному электричеству: Сб. тр., Владимир, 21—26 сентября 2003 г. — Владимир, 2003.—Т. 1.—С. 32—35.
39. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Сб. тез. Третьей Украин. конф. по перспективным космическим исследованиям. — Кацивели, Крым, 2003.—С. 121.
40. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — геокосмос як відкрита динамічна нелінійна система // Каразінські природознавчі студії: Матер. міжнар. наук. конф., 14—16 червня 2004 р., Харків. — Харків, 2004.—С. 155—156.
41. Шакина Н. П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1990.—309 с.
42. Шефон Н. Н. Солнечная активность и приземная циркуляция как соизмеримые источники вариаций теплового режима нижней термосферы // Геомагнетизм и аэрономия.—1985.—25, № 5.—С. 848—849.
43. Шулейкин В. В. Расчет развития и затухания тропических ураганов и главных волн, создаваемых ураганами. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.—97 с.
44. Ямпольский Ю. М., Зализовский А. В., Литвиненко Л. Н., Лизунов Г. В., Гровс К., Молдин М. Вариации магнитного поля в Антарктиде и сопряженном регионе (Новая Англия), стимулированные циклонической активностью // Радиофизика и радиоастрономия.—2004.—9, № 2.—С. 130—151.
45. Ярошевич М. И., Ингель Л. Х. Тропический циклон как элемент системы океан — атмосфера // Докл. АН.—2004.—399, № 3.—С. 397—400.
46. Holzworth R. Y., Kelly M. S., Siefring C. L., et al. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm. 2. Direct current electric fields and conductivity // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A10.—P. 9824—9832.
47. Kelly M. S., Siefring C. L., Pfaff R. F., et al. Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm. 1. Campaign overview and initial ionospheric results // J. Geophys. Res.—1985.—90, N A10.—P. 9815—9824.
48. Mikhailova G., Mikhailov Ya., Kapustina O. ULF-VLF electric fields in the external ionosphere over powerful typhoons in Pacific oceans // International J. Geomag. Aeronomy.—2000.—2, N 2.—P. 153—158.

THE TROPICAL CYCLONE AS AN ELEMENT OF THE EARTH — ATMOSPHERE — IONOSPHERE — MAGNETOSPHERE SYSTEM

L. F. Chernogor

The proposition that the tropical cyclone is an element of the land surface — ocean — atmosphere — ionosphere — magnetosphere system is justified. A block-diagram model for the principal processes taking place in the system is developed. The system and its subsystems are shown to be nonlinear. The main mechanisms of the interaction between the subsystems are described. The feedbacks and feed forwards existing between the subsystems are characterized by significant energetics. The cyclone affects the upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere through acoustic gravity and electromagnetic waves as well as through quasi-steady electric fields.

УДК 550.388.2

С. В. Панасенко, В. Т. Розуменко,
О. Ф. Тирнов, Л. Ф. Черногор

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Динамические процессы в среднеширотной мезосфере

Надійшла до редакції 10.04.05

Досліджено характеристики динамічних процесів у мезосфері за допомогою радара часткових відбиттів. Проаналізовано часові залежності вектора спрямованої швидкості вітру, його зонального та меридіонального компонентів, а також стандартного відхилення хаотичної швидкості. Вивчені параметри хвильових процесів (акустико-гравітаційних хвиль). Виявлено значні добові і сезонні варіації досліджуваних величин за час спостереження.

ВВЕДЕНИЕ

Мезосфера является важной и наименее изученной областью открытой динамической системы Земля — атмосфера — геокосмос. Она принимает участие в формировании погоды в нижней атмосфере (тропосфере и стратосфере) и космической погоде, способствуя взаимодействию этих погодных систем [15, 16].

Экспериментально подтверждено, что физико-химические процессы в мезосфере имеют ярко выраженный нестационарный характер. Это объясняется рядом причин. Во-первых, в мезосфере имеет место высокая динамическая активность, сопровождающаяся значительным энерговыделением. Дело в том, что системы мезосферных ветров являются своеобразным фильтром атмосферных волн, источники которых расположены в тропосфере, на Земле и под ее поверхностью. Диссиляция и отражение волн способствует развитию интенсивной турбулентной структуры. Во-вторых, состояние мезосфера в значительной степени контролируется нестационарными процессами на Солнце. Наконец, наличие отрицательного высотного градиента температуры способствует развитию различного рода неустойчивостей.

Исследование динамических процессов на мезосферных высотах проводится в течение достаточно длительного времени с использованием как наземных, так и спутниковых зондирующих установок. В настоящее время функционирует сеть радаров, осуществляющих непрерывный мониторинг мезосфера и нижней термосфера. Результаты проведенных исследований отражены в значительном числе работ [4, 6—9, 14, 17—24, 26—31]. Изучались зависимости параметров преобладающих ветров, планетарных, приливных и акусто-гравитационных волн, турбулентных движений от времени суток, сезона, географического положения пункта наблюдения, уровня солнечной и магнитной активности и др. Однако построение полной картины динамических процессов еще далеко до своего завершения. Это связано с недостаточным пониманием всего самосогласованного комплекса физико-химических процессов в системе Земля — атмосфера — геокосмос — межпланетная среда — Солнце, зависимостью исследуемых величин от большого количества геофизических параметров, неравномерностью размещения радаров по поверхности Земли, что не позволяет изучать динамику атмосферы в глобальном масштабе, и т. п. В связи с этим исследование региональных

особенностей динамических процессов в мезосфере является актуальной задачей. Ее решение позволит построить региональные динамические мезосферные модели, уточнить глобальные модели общей циркуляции атмосферы.

Целью работы является изучение суточных и сезонных зависимостей параметров направленной и хаотической скоростей движений, а также волновых возмущений (ВВ), вызванных внутренними гравитационными волнами, в мезосфере центрально-европейского региона.

МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКИ

Наблюдения динамических процессов производились при помощи единственного в Центральной Европе радара частичных отражений (ЧО). Радар расположен в Радиофизической обсерватории Харьковского национального университета имени В. Н. Каразина (49.5° с. ш., 36.4° в. д.). Описание его технических характеристик приведено в работах [3, 5, 10, 11]. Продолжительные измерения огибающих обычновенной и необыкновенной составляющих ЧО-сигналов и радиопомех проводились в различные сезоны в 2000—2004 гг. Регистрация их значений осуществлялась в цифровом виде. Информация сохранялась на магнитном носителе. Для определения параметров динамических процессов отбирались данные, для которых отношение сигнал/помеха по мощности превышало 5 дБ, что в основном имело место в дневное время на интервале высот 80—95 км.

Исследование параметров ветра производилось методом разнесенного приема с малой базой (110—160 м). Для получения параметров неоднородностей электронной концентрации, вектора направленной скорости ветра, а также статистических характеристик хаотической скорости использовался модифицированный метод полного корреляционного анализа, описанный в работах [10, 11, 25]. При этом интервал усреднения составил 5 мин. Для дальнейшего анализа вычислялись среднечасовые значения исследуемых параметров.

Для определения преобладающих периодов колебаний зональной и меридиональной скоростей ветра, а также их амплитуд применялось динамическое преобразование Фурье на интер-

вале $t_w = 120$ мин с шагом $\Delta t = 30$ мин. Из исходных регистраций огибающих вычитался тренд, вычисляемый методом скользящего среднего на интервале t_w с шагом $\Delta t_0 = 5$ мин.

Таким образом, мы исследовали параметры волновых движений с периодами $T = 10—120$ мин, которые ассоциируются с внутренними гравитационными волнами. Для выявления квазигармонических колебаний скорости применялся критерий, описанный в работе [1] и использованный в работе [13] при обнаружении ВВ электронной концентрации в мезосфере.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЯ

Направленная и хаотическая скорости. На рис. 1 представлены примеры временных зависимостей скорости ветра V , его направления Φ и стандартного отклонения σ_{vs} хаотической скорости в мезосфере для различных сезонов. Угол Φ отсчитывался по часовой стрелке от направления на север. Для построения плавных кривых использовалась интерполяция сплайнами. Видно, что вектор скорости ветра испытывал как апериодические, так и квазигармонические вариации в течение времени наблюдения (его величина V изменялась в 2—5 раз, а направление Φ — до 180°). Абсолютное значение вектора скорости 3 октября 2002 г. в утренние часы (6—8 ч UT) составляло 20—30 м/с. Затем оно уменьшилось до 5—10 м/с в 11—13 ч UT, после чего снова увеличилось до 15—20 м/с. Скорость ветра в этот день имела юго-восточное направление в 6—8 ч и 13—14 ч UT, и была направлена на юго-запад в остальные часы наблюдения. Величина σ_{vs} в 6 ч UT составляла 4—5 м/с, после чего произошло ее уменьшение до 2—3 м/с. За время наблюдения 9 декабря 2003 г. значение V уменьшилось от 60 до 30 м/с. При этом направление скорости было юго-восточным и изменилось незначительно, менее чем на 20° . Значение σ_{vs} в исследуемый день составило 5—6 м/с. Наконец, 09 апреля 2002 г. величина скорости варьировала по квазипериодическому закону от 15 до 30 м/с. Вектор скорости при изменении времени от 7 до 12 ч UT поменял направление с юго-восточного на близкое к северному, после чего к 14 ч UT его направле-

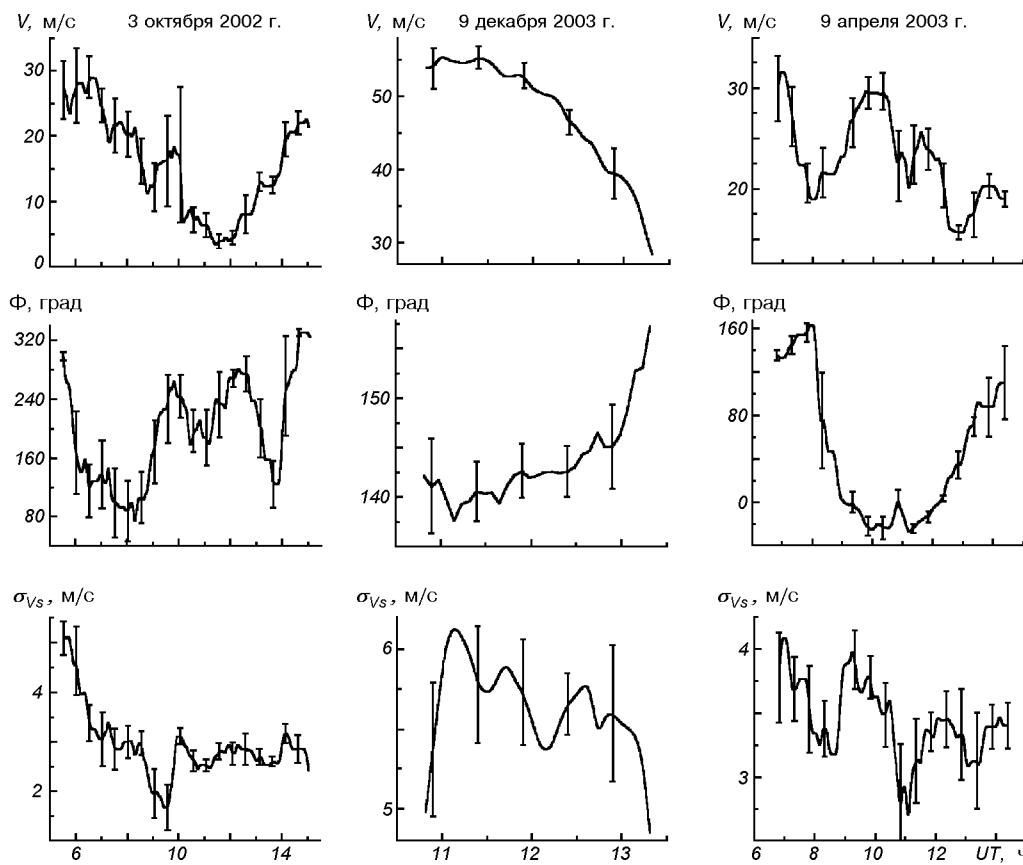


Рис. 1. Примеры временных зависимостей скорости ветра V , ее направления Φ и стандартного отклонения σ_{Vs} хаотической скорости в мезосфере. (Индекс $K_p = 3\dots 5$)

ние стало первоначальным. Стандартное отклонение хаотической скорости составило 3—4 м/с.

Зональная и меридиональная составляющие вектора скорости. На рис. 2 приведены примеры временных зависимостей среднечасовых значений зональной (V_z) и меридиональной (V_m) скоростей ветра для осени, зимы и весны, интерполированные сплайнами. Отрицательные значения соответствуют направлению на запад для зональной скорости и направлению на юг для меридиональной. Приведенные зависимости также обнаруживают значительные вариации за время наблюдения, особенно в дни, близкие к осеннему и весеннему равноденствиям. Осенью абсолютные значения V_z и V_m в основном лежали в пределах от 0 до 20 м/с для 3 октября 2002 г. и от 0 до 40 м/с для 15 октября 2003 г. В зимние дни средние за время наблюдения

вектора зональной и меридиональной скоростей были направлены на восток и на юг соответственно. Абсолютная величина V_z для 22 января 2003 г. не превышала 20 м/с, а $|V_m|$ в этот день изменялся от 20 до 50 м/с. Значения $|V_z|$ и $|V_m|$ для 09 декабря 2003 г. варьировали в пределах от 0 до 40 м/с и от 0 до 50 м/с соответственно. В весенний день 9 апреля 2003 г. абсолютные значения V_z и V_m не превышали 20 м/с, причем обе составляющие скорости изменили знак на противоположный вблизи 8 ч УТ. Вектор зональной скорости 14 апреля 2003 г. большую часть времени имел западное направление, его модуль не превышал 15 м/с; величина V_m варьировала от 0 до 45 м/с.

Спектр колебаний составляющих скорости ветра. На рис. 3 изображены динамические спектры величин зональной и меридиональной

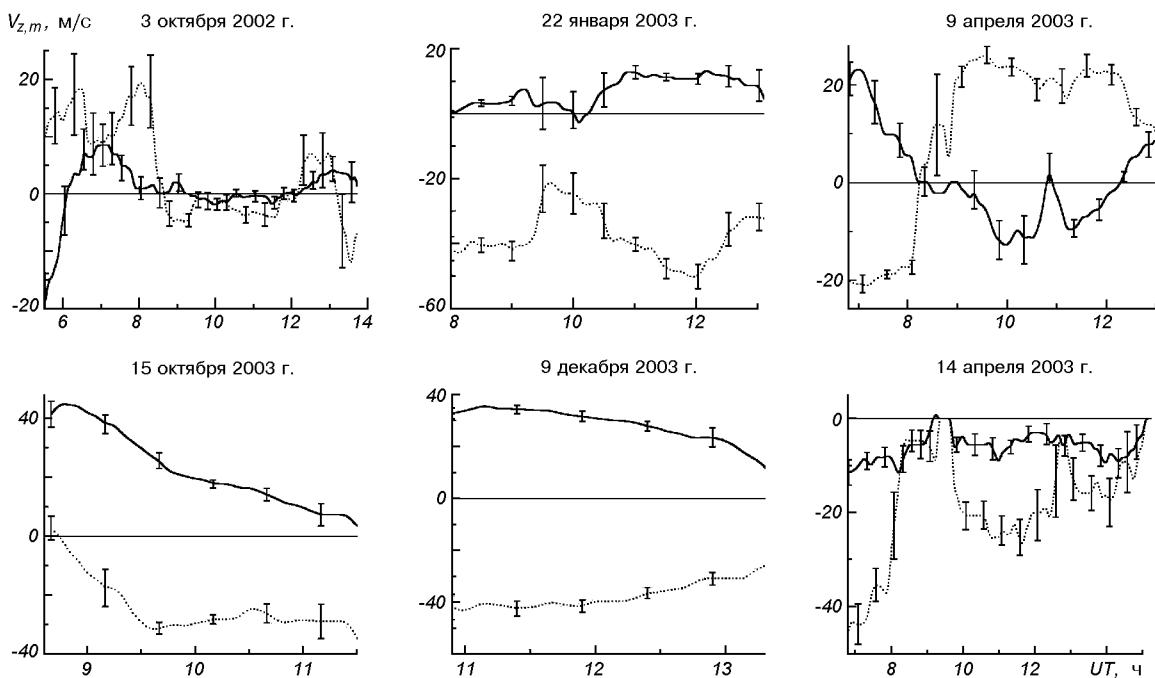


Рис. 2. Примеры временных зависимостей зональной (сплошная линия) и меридиональной (пунктирная линия) скоростей ветра в осенние, зимние и весенние дни на высотах 85–95 км. Индекс $K_p = 2–6$

скоростей для двух исследуемых дней. Как видно, на протяжении наблюдений имели место колебания с периодами 10–120 мин. Их амплитуда обычно не превышала 8 м/с и испытывала заметные временные вариации. При этом в отдельные моменты времени наблюдался как квазинепрерывный, так и близкий к линейчатому спектры. В целом обнаружено сравнительно хорошее подобие спектров амплитуд обеих составляющих вектора скорости.

ОБСУЖДЕНИЕ

Вектор направленной скорости ветра. Величина и направление скорости ветра в мезосфере во время наблюдения определяется большим числом факторов. К настоящему времени накоплен значительный массив экспериментальных данных (квазинепрерывные измерения в течение нескольких десятилетий), позволяющий установить зависимости преобладающих мезосферных ветров от уровня солнечной активности

[9, 27, 28]. Подтверждено влияние уровня магнитной активности (точнее, сильных магнитных бурь) на вариации вектора скорости [7, 31]. Достаточно хорошо изучены параметры вызванных Солнцем приливных волн (особенно суточной и полусуточной) [17, 20, 22]. Построены теоретические и эмпирические модели пространственного и временного распределения их амплитуд и фаз, а также величины и направления преобладающего ветра [17, 29, 30]. Большой вклад в вариации параметров ветра дают акусто-гравитационные волны (АГВ). Они оказывают заметное влияние на формирование характерного для данной местности ветрового режима. Дело в том, что на мезосферных высотах скорости атмосферных волн сравнимы, а зачастую и превосходят скорость преобладающего ветра [4, 14].

С прохождением АГВ и приливных гармоник, вероятно, связаны наблюдавшиеся в эксперименте значительные изменения величины и направления вектора скорости ветра, а следовательно, его зональной и меридиональной составляющих. Из

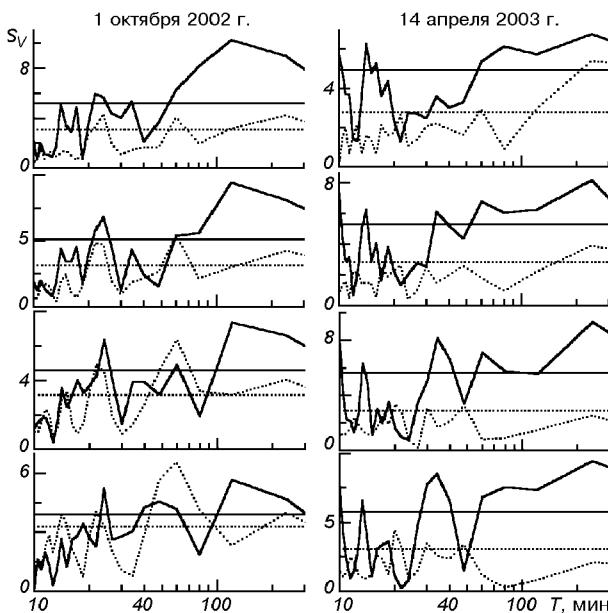


Рис. 3. Примеры динамических спектров амплитуд зональной (сплошная линия) и меридиональной (пунктирная линия) скоростей ветра для 01.10.2002 г., $K_p = 5\ldots 7$ и 14.04.2003 г., $K_p = 2\ldots 5$. Прямыми линиями показаны доверительный интервал по уровню 75 % ($\alpha = 0.25$)

рис. 1 и 2 также видно, что наиболее сильные вариации параметры ветра испытывают в дни, близкие к равноденствиям. В эти времена года, как известно, происходит перестройка единой системы мезосферно-термосферных ветров, что способствует усилению атмосферных волн на исследуемых высотах [4, 14, 23].

В целом имеет место качественное согласие полученных нами результатов с результатами других исследований среднеширотной мезосфера северного полушария различными методами [14, 21, 26]. Для выявления статистически достоверных особенностей и региональных сезонных закономерностей имеющийся в наличии массив данных является недостаточным. Планируется проведение дополнительных непрерывных исследований.

Параметры хаотической (турбулентной) скорости. Значение среднего квадратичного отклонения хаотической скорости также определяется рядом причин. Мезосфера является одной из наименее стабильных атмосферных областей,

которой присущи постоянные турбулентные движения [4, 18]. Кроме того, усилению их интенсивности способствует диссипация планетарных, акустических и гравитационных волн, распространяющихся из нижней атмосферы. Активизации турбулентной структуры также способствуют мощные нестационарные процессы на Солнце и в магнитосфере (вспышки, выбросы высокоэнергичных частиц и др.). Наблюдаемое в эксперименте увеличение значений σ_{vs} в утренние часы (6–8 ч UT) является достоверным ($q \geq 10$ дБ) и может быть связано с прохождением солнечного терминатора и вызванными им нестационарными процессами.

На рис. 1 заметно подобие вариаций σ_{vs} и V ; коэффициент корреляции обычно составляет 0.5–0.8. Это указывает на взаимосвязь направленной и турбулентной скоростей в мезосфере. Таким образом, полученные результаты подтверждают результаты работы [19], где обнаружена корреляция параметров этих скоростей для коротких и длительных интервалов наблюдения. В работе [19] показана возможность дестабилизации мезосферы приливными волнами посредством изменения температурного градиента, формирования ветровых сдвигов и др. По-видимому, подобным образом действуют АГВ, что приводит к значительным кратковременным вариациям σ_{vs} . Однако для выявления всех механизмов взаимосвязи направленных и турбулентных динамических процессов необходимо проведение дополнительных исследований.

Следует также отметить, что значения статистических характеристик турбулентной скорости зависят от метода наблюдения и обработки экспериментальных данных. Экспериментально показано, что при использовании метода разнесенного приема с малой базой и обработке данных методом полного корреляционного анализа имеет место систематическое завышение истинных значений [19, 32]. Дело в том, что используемая при этом методика обработки предполагает непосредственную связь между σ_{vs} и характерным временем расплывания дифракционной картины τ_c [11, 19]. Однако, поскольку горизонтальные размеры рассеивающего объема достаточно велики (они определяются шириной эффективной диаграммы направленности антенной системы, которая в нашем случае составляет около 36° по полю [12]), на величину τ_c оказы-

вают влияние также другие факторы. Основные из них — вариации вектора направленной скорости с высотным масштабом, соизмеримым с высотой рассеивающего объема Δh (для наших измерений $\Delta h \approx 3.75$ км); неоднородности ветрового поля, вызванные, в частности, прохождением АГВ с малыми периодами и длинами волн; нестационарность рассеянного сигнала, воздействие импульсных помех и др. Перечисленные факторы необходимо учитывать при анализе характеристик турбулентной скорости и их сравнении с результатами, полученными другими методами (доплеровского радиозондирования, интерферометрическими и др.).

Квазипериодические вариации скорост и ветра. АГВ при своем распространении возмущают мезосферу, изменяя ряд ее параметров, таких как концентрация и температура нейтральных и заряженных частиц, частота соударений электронов и ионов с нейтралами, зональная и меридиональная скорости ветра и др. При этом спектр амплитуд этих волн испытывает заметные вариации во времени (см. рис. 3) за счет диссипации, нелинейного взаимодействия волн с различными периодами и относительно короткой длительности последних (два-три периода). Параметры преобладающих АГВ претерпевают также суточные и сезонные зависимости, имеют региональные особенности. Кроме того, их оценки определяются чувствительностью метода наблюдения, оказывающей влияние на погрешности измерения исходных данных. Поэтому часто исследуются характеристики спектра мощности АГВ за длительные промежутки времени (около месяца) для различных пунктов наблюдения [24].

Выявленные в настоящей работе внутренние гравитационные волны (ВГВ) с периодами 10—120 мин могут иметь как локальные, так и глобальные источники происхождения. Такие волны генерируются в нижней атмосфере атмосферными фронтами, ветровыми сдвигами, турбулентными движениями, особенностями рельефа и подстилающей поверхности и др. В утренние и вечерние часы ВГВ с периодами 20—60 мин генерируются прохождением солнечного терминатора, вызывающим комплекс самосогласованных процессов в атмосфере. Источники этих волн также могут быть расположены в высоких широтах (мощные электрические поля,

высыпания высокоэнергичных частиц и др.). В ряде работ (например [21]) экспериментально показана возможность проникновения ВГВ из термосферы. Однако по теоретическим соображениям амплитуда таких волн должна уменьшаться по близкому к экспоненциальному закону, поэтому их влияние на динамику мезосферы будет несущественным. Следует отметить, что выявленные нами колебания с периодами 30—120 мин также являются основными для больших атмосферных высот (100—400 км) [2]. Это может свидетельствовать об едином источнике их происхождения и подтверждает динамическое взаимодействие различных областей атмосферы.

выводы

1. Изучены суточные и сезонные зависимости величины, направления, зональной и меридиональной составляющих вектора направленной скорости в мезосфере. Показано, что его значение обычно составляет 10—80 м/с при абсолютной погрешности 3—7 м/с. Выявлены значительные вариации модуля скорости (в 2—5 раз) и ее направления (на 140—180°), вызванные, вероятно, прохождением внутренних гравитационных волн и их гармоник. В дни, близкие к весеннему и осеннему равноденствиям, обнаружено усиление этих вариаций, связанное с глобальной перестройкой циркуляции атмосферы на мезосферных высотах, способствующей усилению интенсивности атмосферных волн.

2. Исследованы параметры турбулентной скорости для различных времен наблюдения. Показано, что величина ее стандартного отклонения на высотах 85—95 км лежит в пределах 2—6 м/с (абсолютная погрешность составила 0.3—0.8 м/с). Приведены механизмы возникновения турбулентной структуры в мезосфере. Подтверждена взаимосвязь характеристик направленного и турбулентного движения (коэффициент корреляции обычно составлял 0.5—0.8). Описаны причины завышения реальных значений стандартного отклонения хаотической скорости при их определении методом полного корреляционного анализа.

3. Выявлены волновые вариации зональной и меридиональной составляющих вектора скорости

ветра с периодами 10—120 мин. Показано, что амплитуды этих колебаний обычно не превышают 8 м/с. Вариации амплитуд колебаний, по-видимому, вызваны диссипацией и нелинейным взаимодействием атмосферных волн с различными периодами. Проанализированы возможные источники генерации волн и механизмы проникновения последних на мезосферные высоты. Подтверждена динамическая взаимосвязь различных атмосферных областей посредством волновых процессов.

1. Андерсон Т. Статистический анализ временных рядов. — М.: Мир, 1976.—755 с.
2. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет на фоне естественных переходных процессов // Геомагнетизм и аэрономия.—2004.—44, № 4.—С. 518—534.
3. Гармаш К. П., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Цымбал А. М., Черногор Л. Ф. Радиофизические исследования процессов в околосземной плазме, возмущенной высокочастотными источниками. Часть 1 // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники.—1999.—№ 7.—С. 3—15.
4. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.—532 с.
5. Гритчин А. И., Дорохов В. Л., Концевая Л. Г. и др. Стационарный комплекс аппаратуры для исследования нижней ионосферы методом частичных отражений // Вестн. Харьков. ун-та. Радиофизика и электроника.—1988.—№ 318.—С. 21—24.
6. Данилов А. Д., Казимировский Э. С., Вергасова Г. В., Хачикян Г. Я. Метеорологические эффекты в ионосфере. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987.—232 с.
7. Казимировский Э. С., Вергасова Г. В. Отклик ветров в нижней термосфере на геомагнитную бурю в марте 1989 г. // Геомагнетизм и аэрономия.—1991.—31, № 5.—С. 917—922.
8. Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Движения в ионосфере. — Новосибирск: Наука, 1979.—344 с.
9. Мерзляков Е. Г., Портнягин Ю. И. Многолетние изменения параметров ветрового режима нижней термосфера умеренных широт (90—100 км) // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.—1999.—35, № 4.—С. 531—542.
10. Панасенко С. В. Параметры динамических процессов в области мезопаузы по данным харьковского радара частичных отражений // Тр. VII конф. молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом». — Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2004.—С. 148—151.
11. Панасенко С. В., Розуменко В. Т., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Результаты исследования динамических процессов в нижней ионосфере // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 76—80.
12. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Статистические характеристики радиосигналов, принимаемых радаром частичных отражений // Радиофизика и электроника.—2004.—9, № 1.—С. 234—247.
13. Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Результаты исследования волновых возмущений в мезосфере // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 5/6.—С. 122—127.
14. Портнягин Ю. И., Шпренгер К., Лысенко И. А. и др. Измерение ветра на высотах 90—100 км наземными методами. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978.—240 с.
15. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и радиоастрономия.—2002.—8, № 1.—С. 59—106.
16. Черногор Л. Ф. Земля-атмосфера-геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 96—105.
17. Harris M. J., Arnold N. F., Aylward A. D. A study into the effect of the diurnal tide on the structure of the background mesosphere and thermosphere using the new coupled middle atmosphere and thermosphere (CMAT) general circulation model // Ann. Geophys.—2002.—20, N 2.—P. 225—235.
18. Hocking W. K., Rottger J. The structure of turbulence in the middle and lower atmosphere seen by and deduced from MF, HF and VHF radar, with special emphasis on small-scale features and anisotropy // Ann. Geophys.—2001.—19, N 8.—P. 933—944.
19. Holdsworth D. A., Vincent R. A., Reid I. M. Mesospheric turbulent velocity estimation using the Buckland Park MF radar // Ann. Geophys.—2001.—19, N 8.—P. 1007—1017.
20. Jacoby Ch., Portnyagin Yu. I., Solov'eva T. V., et al. Climatology of the semidiurnal tide at 52—56° N from ground-based radar wind measurements 1985—1995 // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.—1999.—61, N 13.—P. 975—991.
21. Kashcheyev B. L., Oleynikov A. N. Dynamic regime of the mesopause — lower thermosphere at midlatitudes of the northern hemisphere by radio meteor observations // J. Atmos. and Terr. Phys.—1994.—56, N 9.—P. 1197—1207.
22. Manson A., Meek C., Hagan M., et al. Seasonal variations of the semi-diurnal and diurnal tides in the MLT: multi-year MF radar opbservations from 2 to 70° N, and the GSWM tidal model // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.—1999.—61, N 12.—P. 809—828.
23. Manson A. H., Meek C. E., Hall G., McMurray R. Winds and waves from the Canadian prairies (CNSR) triple-MF radar system // Geophys. Res. Lett.—1993.—20, N 13.—P. 1375—1378.
24. Manson A. H., Meek C. E., Koshyk J. et al. Gravity wave activity and dynamical effects in the middle atmosphere (60—90 km): observations from an MF/MLT radar network, and results from the Canadian Middle Atmosphere Model (CMAM) // J. Atmos. Sol-Terr. Phys.—2002.—64, N 1.—P. 65—90.
25. Meek C. E. An efficient method for analyzing ionospheric drifts data // J. Atmos. and Terr. Phys.—1980.—42, N 9-10.—P. 835—839.
26. Middleton H. R., Mitchell N. J., Muller H. G. Mean winds of the mesosphere and lower thermosphere at 52° N in the period 1988—2000 // Ann. Geophys.—2002.—20, N 1.—P. 81—91.
27. Namboothiri S. P., Manson A. H., Meek C. E. Variations

- of mean winds and tides in the upper middle atmosphere over a solar cycle, Saskatoon, Canada, 52° N, 107° W // J. Atmos. and Terr. Phys.—1993.—**55**, N 10.—P. 1325—1334.
28. Namboothiri S. P., Manson A. H., Meek C. E. Variations of mean winds and solar tides in the mesosphere and lower thermosphere over time scales ranging from 6 months to 11 yr: Saskatoon, 52° N, 107° W // J. Atmos. and Terr. Phys.—1994.—**56**, N 10.—P. 1313—1325.
29. Portnyagin Y. I., Solov'eva T. V. Global empirical wind model for the upper mesosphere/lower thermosphere. I. Prevailing wind // Ann. Geophys.—2000.—**18**, N 3.—P. 300—315.
30. Roble R. G., and Readly E. C. A thermosphere/ionosphere/mesosphere electrodynamics general circulation model (TIME-GCM): Equinox solar cycle minimum simulations (30—500 km) // Geophys. Res. Lett.—1994.—**21**, N 6.—P. 417—420.
31. Singer W., Bremer J., Hoffman P. et al. Geomagnetic influences upon tides—winds from MLT radars // J. Atmos. and Terr. Phys.—1994.—**56**, N 10.—P. 1301—1311.
32. Vandepool B. G. V., Hocking W. K. A comparison of Doppler and Spaced Antenna Techniques for the measurement of turbulent energy dissipation rates // Geophys. Res. Lett.—1993.—**20**, N 1.—P. 17—20.
-
- DYNAMICAL PROCESSES IN THE MIDLATITUDE MESOSPHERE**
- S. V. Panasenko, V. T. Rozumenko, O. F. Tyrnov, L. F. Chernogor**
- Some characteristics of the mesosphere dynamical processes are investigated by using the partial reflection radar. The time dependencies of the wind drift velocity vector and its zonal and meridional components as well as root-mean-square random velocity component are analysed. The parameters of the wave processes (the acoustic gravity waves) are studied. Significant diurnal and seasonal variations of the values under study are discovered during the observation time. Our results are compared with the results of other investigators which relate to the midlatitudes of the northern hemisphere.

УДК 550.385.37:550.388.2

М. В. Ляшенко¹, И. Б. Скляров¹, Л. Ф. Черногор², Ю. В. Черняк¹

¹Інститут юносфери НАН і МОН України, Харків

²Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна

Суточные и сезонные вариации параметров ионосферной плазмы в период спада солнечной активности

Надійшла до редакції 17.04.05

Розглянуто добові та сезонні варіації параметрів іоносферної плазми у діапазоні висот 190—1030 км для чотирьох характерних періодів (зимового та літнього сонцестояння, весняного та осіннього рівнодення). Як і очікувалось, параметри іоносфери зазнають значних сезонних та добових варіацій. Виявлено або підтверджено регіональні особливості добових та сезонних залежностей концентрації електронів, температур іонів та електронів. Проведено комп'ютерне моделювання варіацій параметрів динамічних процесів в іоносфері. Результати будуть використовуватись для розробки елементів моделі іоносфери для центрально-європейського регіону.

ВВЕДЕНИЕ

Интерпретация и моделирование вариаций основных параметров ионосферной плазмы является одной из актуальных задач исследования геокосмоса. В настоящее время большое число работ [2, 15, 23, 31—32] посвящено описанию поведения параметров ионосферы в различных гелиогеофизических условиях. Большой частью в этих работах используются данные, полученные различными методами в западном полушарии. Как отмечалось ранее [11—13], из-за несовпадения географического и геомагнитного полюсов ионосфера Земли, строго говоря, не является сферически-симметричной. Это накладывает ограничения на использование данных, полученных в одном регионе, для моделирования поведения параметров ионосферы другого региона в тех же широтах. Поэтому выявление и анализ региональных особенностей распределения параметров ионосферы является одной из важных задач исследования околоземной плазмы.

Радар некогерентного рассеяния (НР) в Харькове является единственным и наиболее информативным источником сведений о поведении основных параметров ионосферной плазмы в средних широтах центрально-европейского региона. Данные радара НР успешно использовались для анализа процессов в ионосфере не только в спокойных условиях, но и во время редких событий — сильных магнитных бурь [6—9], затмений Солнца [1, 9], стартов космических аппаратов [3—5], а также для разработки элементов региональной модели ионосферы центрально-европейского региона [12—13].

Целью работы является анализ суточных и сезонных вариаций параметров ионосферы в период спада солнечной активности для дат, близких к весеннему и осеннему равноденствиям, а также летнему и зимнему солнцестояниям. Полученные результаты будут выступать в качестве реперных для построения модели ионосферы центрально-европейского региона, который, естественно, включает в себя украинский регион.

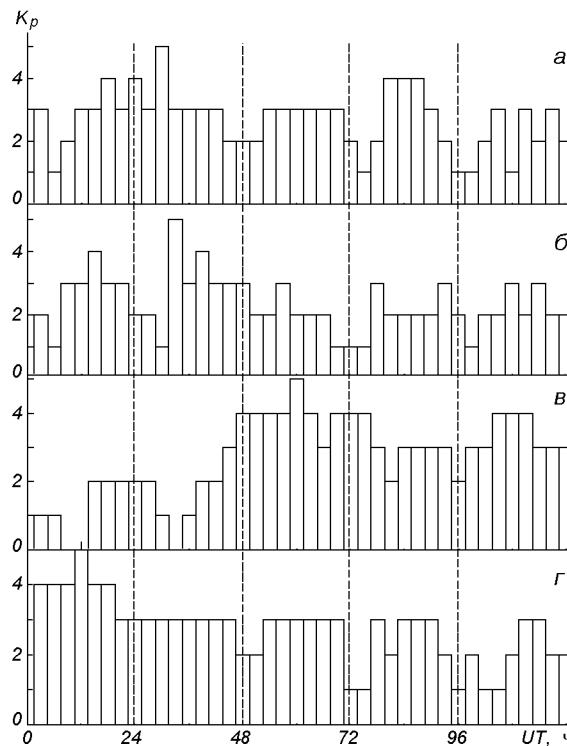


Рис. 1. Значение индекса K_p для выбранных периодов вблизи равноденствий и солнцестояний: а — 27–31.03.2004 г., б — 14–18.06.2004 г., в — 12–16.09.2004 г., г — 15–19.12.2003 г.

В дальнейшем необходимо провести аналогичный анализ поведения основных параметров геокосмической плазмы для периодов минимума, роста и максимума солнечной активности.

МЕТОДЫ И ИНСТРУМЕНТЫ

Для решения поставленной задачи использованы данные радара НР Института ионосферы НАН и МОН Украины, описанного в работе [20], для четырех периодов: 16–18 декабря 2003 г., 28–30 марта, 15–17 июня, 13–15 сентября 2004 г. Значения индексов солнечной и геомагнитной активностей для этих периодов представлены на рис. 1 и в таблице.

Географические координаты радара: 49.6° с. ш., 36.3° в. д.; геомагнитные: $\Phi = 45.4^\circ$, $\Lambda = 117.7^\circ$; наклонение геомагнитного поля 66° , параметр Мак-Илвейна $L \approx 1.9$. Радар имеет

Индексы солнечной и геомагнитной активностей для выбранных четырех сезонов

Дата	W	$F_{10.7}$	A_p
29.03.2004 г.	169	129	12
30.03.2004 г.	121	127	12
31.03.2004 г.	95	121	7
15.06.2004 г.	87	109	16
16.06.2004 г.	113	112	7
17.06.2004 г.	106	111	7
13.09.2004 г.	65	118	4
14.09.2004 г.	70	115	8
15.09.2004 г.	67	110	28
16.09.2004 г.	80	108	14
16.12.2003 г.	71	106	25
17.12.2003 г.	92	118	11
18.12.2003 г.	114	123	10

крупнейшую в мире зенитную двухзеркальную параболическую антенну диаметром 100 м и предназначен для исследования ионосферы в интервале высот 100–1500 км. Рабочая частота радара — 158 МГц. Импульсная мощность радиопередающего устройства около 2–4 МВт. Длительность импульса может изменяться примерно от 70 до 800 мкс. Шумовая температура системы около 1300–1800 К.

Для указанных выше периодов измерения проводились с применением трех режимов работы радара. Эти режимы отличаются друг от друга длительностями зондирующих импульсов и использованием составного сигнала. В первом режиме применялся зондирующий сигнал с длительностью 780 мкс, во втором режиме использовалась последовательность двух импульсов (65 и 130 мкс) с изменяемой задержкой между ними. В третьем режиме применялся составной зондирующий сигнал с коротким (130...165 мкс) и длинным (около 660 мкс) импульсом. Использование последнего режима работы радара позволяет улучшить высотное разрешение в нижней части ионосферы ($h < 150\ldots180$ км).

Радар НР в зависимости от режимов работы позволяет получать с высокой точностью (обычно погрешность 1–10 %) и приемлемым разрешением по высоте (10–100 км) следующие параметры ионосферы: концентрацию электронов N , температуры ионов T_i и электронов T_e , вертикальную составляющую скорости переноса плазмы V_{pz} [20].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На рис. 2—5 представлены суточные вариации концентрации электронов, температуры ионов и электронов для четырех характерных геофизических периодов — летнего и зимнего солнцестояний, весеннего и осеннего равноденствий.

Суточные вариации концентрации электронов. Для периода весеннего равноденствия (рис. 2) максимум электронной концентрации N на высоте 190 км имеет место в 13 ч (здесь и ниже — местного времени LT). Абсолютное значение $N \approx 0.4 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. После захода Солнца N уменьшается до минимального уровня ночью ($N \approx 0.03 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$) и начинает увеличиваться с восходом Солнца. С увеличением высоты (при $h > 260$ км) в суточных вариациях проявляются два максимума: в 13 и 20 ч LT. Следует отметить, что на больших высотах ($h \approx 470$ км) эти максимумы сравнимы по величине. На высоте 320 км дневные значения N достигают величины около $0.75 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, ночью — $0.25 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Наблюдаются также локальные максимумы вочные часы (2—3 ч LT).

Для периода осеннего равноденствия (рис. 4), как и весной, в суточном ходе ниже максимума области F2 ионосферы (высоты 110—210 км) наблюдается один максимум около 12—13 ч LT со значениями $N \approx (0.1...0.5) \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. На высотах больше высоты максимума области F2 ионосферы появляются два максимума — дневной (около 12 ч LT) и вечерний (около 20 ч LT). Днем на высоте 310 км максимальное значение $N \approx 0.75 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, ночью — $0.13 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Как и для весеннего равноденствия, с увеличением высоты дневной и вечерний максимумы становятся сравнимыми по величине. В суточных вариациях N вочные часы (около 2 ч LT) появляется локальный максимум на высотах $h \geq 260$ км.

Для периода летнего солнцестояния (рис. 3) до высот $h \approx 200$ км, т. е. ниже максимума области F2 ионосферы, в суточных вариациях N имеет место один максимум около 12 ч LT с абсолютным значением $N \approx 0.32 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, ночью — $0.01 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. В дневное время на высоте 320 км максимальное значение $N \approx 0.58 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, ночью это значение уменьшается до $0.22 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Концентрация электронов на всех высотах начинает увеличиваться с восходом

Солнца, достигая максимального значения в околополуденные часы. Далее концентрация электронов уменьшается, и второй локальный максимум (на высотах $h \geq 260$ км) наблюдается около 20 ч LT. следует отметить, что на больших высотах вечерний максимум в суточных вариациях начинает появляться раньше, чем на высотах, близких к максимуму ионизации.

Зимой в суточном ходе N на всех высотах есть один максимум в околополуденные часы (рис. 5). На высоте 190 км максимальное значение

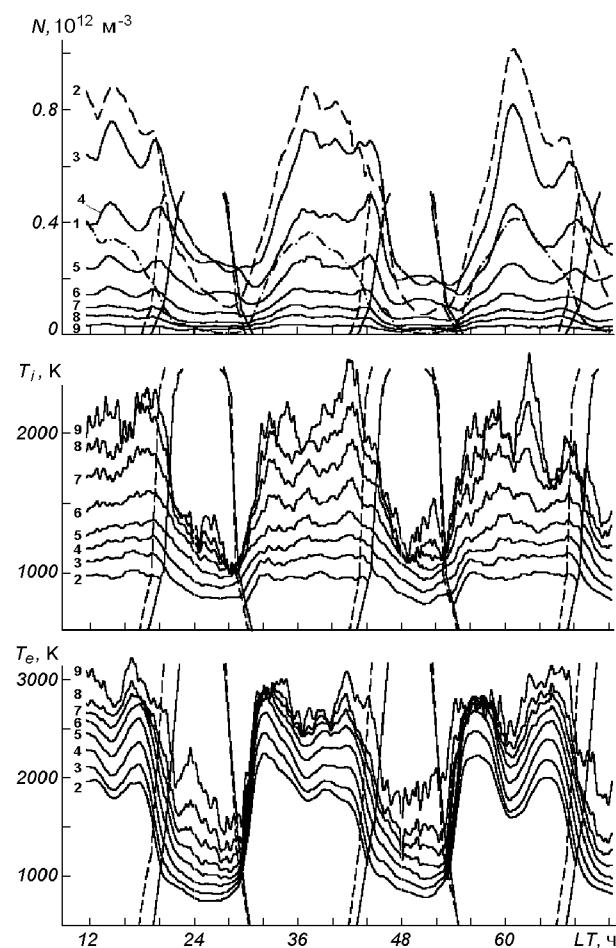


Рис. 2. Суточные вариации электронной концентрации, температуры ионов и электронов в период, близкий к весеннему равноденствию 28—30 марта 2004 г. Цифрами на графиках обозначены высоты: 1 — 190 км, 2 — 260 км, 3 — 320 км, 4 — 390 км, 5 — 470 км, 6 — 560 км, 7 — 660 км, 8 — 770 км, 9 — 1030 км. Здесь и далее сплошные и штриховые наклонные линии показывают восход и заход Солнца в Харькове и магнитосопряженной точке на разных высотах

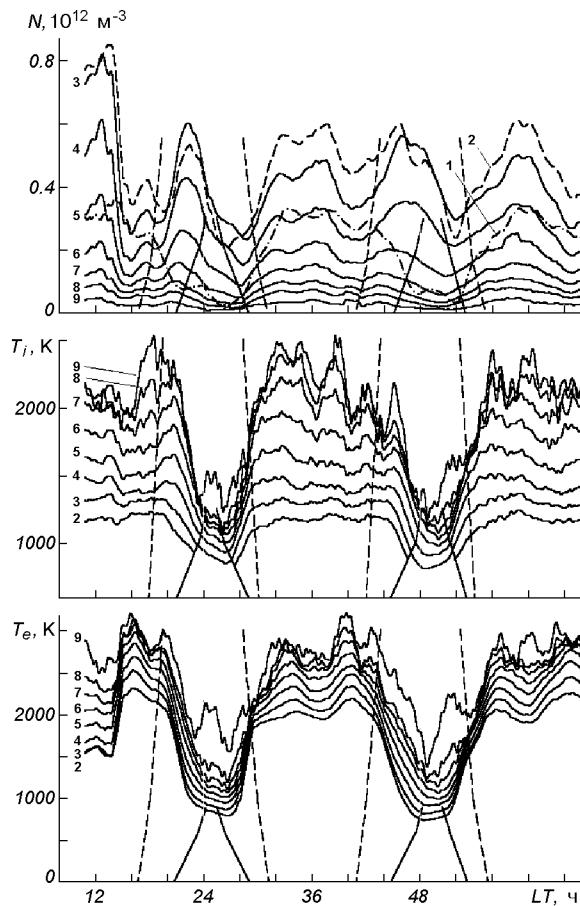


Рис. 3. Суточные вариации электронной концентрации, температуры ионов и электронов в период близкий к летнему солнцестоянию 15—17 июня 2004 г. Цифрами на графиках обозначены высоты: 1 — 190 км, 2 — 260 км, 3 — 320 км, 4 — 390 км, 5 — 470 км, 6 — 560 км, 7 — 660 км, 8 — 770 км, 9 — 1030 км

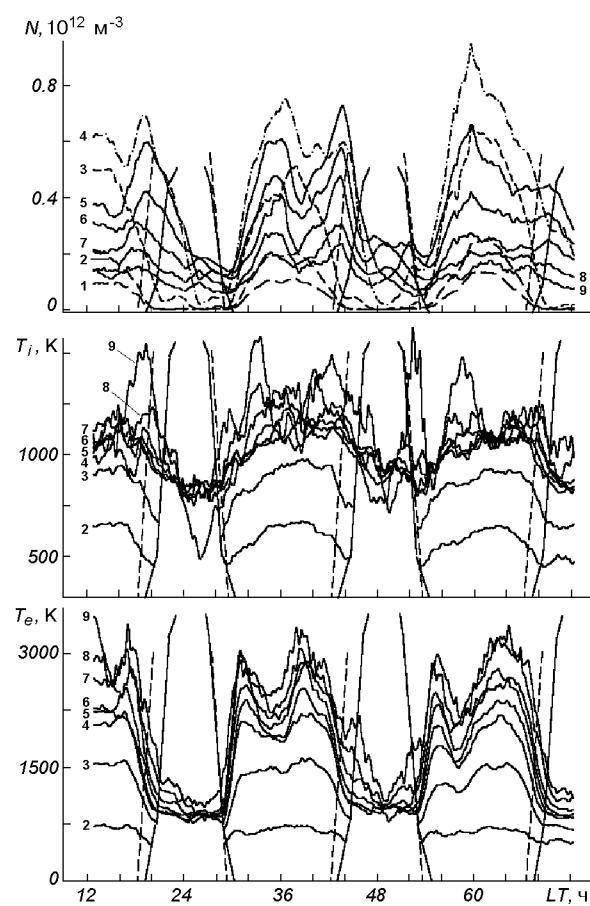


Рис. 4. Суточные вариации электронной концентрации, температуры ионов и электронов в период близкий к осеннему равноденствию 13—15 сентября 2004 г. Цифрами на графиках обозначены высоты: 1 — 110 км, 2 — 160 км, 3 — 210 км, 4 — 260 км, 5 — 310 км, 6 — 360 км, 7 — 410 км, 8 — 460 км, 9 — 510 км

ние $N \approx 0.6 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$, ночью — $0.01 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. В полуночные часы на высоте максимума области F2 ионосферы и выше наблюдается локальное увеличение концентрации электронов. Следует также отметить некоторое (до 40 % для $h = 320$ км) повышение N задолго до восхода и после захода Солнца в месте наблюдения.

Суточные вариации температуры ионов и электронов. Для периодов весеннего и осеннего равноденствий (рис. 2 и 4) температура электронов испытывает значительные суточные вариации. В суточном ходе T_e наблюдаются два явно

выраженных максимума — утром (около 8—11 ч LT) и днем (около 14—16 ч LT). Весной и осенью на высоте 260 км дневные значения $T_e \approx 2250$ К. Весной на высоте 1030 км $T_e \approx 3000$ К, а для периода осеннего равноденствия такие значения температуры электронов достигаются на меньших высотах ($h \approx 510$ км). Ночью весной на высоте 260 км $T_e \approx 750$ К, осенью — 375 К. На высоте 500 км весной $T_e \approx 1000$ К, осенью — 1125 К. С увеличением высоты наблюдается смещение утреннего и дневного максимумов на более ранние и поздние

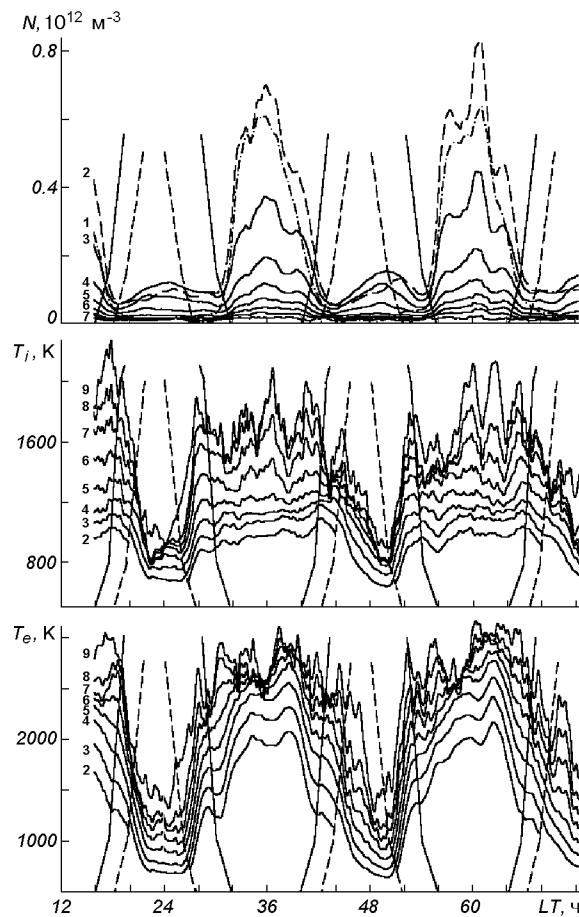


Рис. 5. Суточные вариации электронной концентрации, температуры ионов и электронов в период близкий к зимнему солнцестоянию 16—18 декабря 2003 г. Цифрами на графиках обозначены высоты: 1 — 190 км, 2 — 260 км, 3 — 320 км, 4 — 390 км, 5 — 470 км, 6 — 560 км, 7 — 660 км, 8 — 770 км, 9 — 1030 км

часы соответственно. В суточном ходе имеют место также локальные экстремумы в околоволночные часы.

Летом (рис. 3) на всех высотах в суточном ходе температуры электронов есть два максимума — утренний (около 11 ч LT) и дневной (около 16 ч LT). Как и для периодов весеннего и осеннего равноденствий, положение этих максимумов с увеличением высоты изменяется. Летом на высоте 260 км дневное максимальное значение составляет $T_e \approx 2200$ К, на высоте 1030 км — около 3250 К, а ночью — 750 и 2100 К соответственно.

Для периода зимнего солнцестояния (рис. 5), как и летом, в суточных вариациях температуры электронов наблюдаются два основных максимума примерно в то же время суток. Температура электронов начинает резко увеличиваться после восхода Солнца в магнитосопряженной точке. Далее в суточном ходе имеется небольшое уменьшение температуры, приходящееся на время местного восхода Солнца. Далее температура электронов продолжает увеличиваться до своего максимального значения (на высотах 260 и 1030 км T_e достигает значений 2100 и 3150 К соответственно). После захода Солнца в месте наблюдения T_e начинает медленно уменьшаться до своего минимального фонового значения ночью (на высоте 260 и 1030 км $T_e \approx 600$ и 1300 К соответственно).

Локальный дневной минимум в суточных вариациях температуры электронов для всех сезонов приходится на 12—13 ч LT.

Температура ионов в дневной ионосфере весной и осенью на высоте 260 км примерно равна 1050 и 1075 К соответственно, ночью весной $T_i \approx 500$ К, осенью — 750 К. Весной на высоте $h \approx 500$ км значение T_i не превышает 1050 К, осенью — $T_i \approx 1175$ К. После восхода Солнца T_i медленно увеличивается, образуя в суточных вариациях протяженный максимум, далее она уменьшается доочных значений.

Для периодов летнего и зимнего солнцестояний вариации температуры ионов подобны вариациям T_i весной и осенью. Летом в дневное время на высоте 260 км максимальное значение $T_i \approx 1200$ К, на высоте 1030 км — 2500 К. Ночью T_i не превышает 1500 К на высоте 1030 км и 500 К на высоте 260 км. В освещенный период суток зимой на высоте 260 км $T_i \approx 1100$ К, на высоте 1030 км — 2100 К. Ночью для этих же высот T_i не превышает 600 и 950 К соответственно.

Сезонные вариации параметров ионосферы. Анализируя приведенные на рис. 2—5 зависимости, можно видеть, что параметры ионосферной плазмы существенно изменяются в течение года. Значения концентрации электронов летом ниже максимума области F2 ионосферы примерно в два раза меньше, чем в зимний период. Такое поведение концентрации электронов получило название сезонной аномалии. С

увеличением высоты сезонная аномалия постепенно исчезает, и летние значения N начинают превышать зимние. Для периодов весеннего и осеннего равноденствий различие в значениях концентрации электронов невелико и составляет примерно 15–20 % для рассматриваемого высотного диапазона.

Для температуры электронов сезонная зависимость выражается в том, что летние значения превышают зимние днем примерно на 100–150 К, ночью — на 150–800 К.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ИОНОСФЕРЕ

Как известно, заряженные частицы, образовавшиеся в некотором объеме в результате процесса ионизации, могут либо тут же рекомбинировать, либо за счет динамических процессов переместиться из места их образования в другие области ионосферы. В нижней части ионосферы, где концентрация нейтральных частиц велика, процессы переноса плазмы оказываются несущественными. На высотах области F2 ионосферы роль процессов переноса заряженных частиц и энергии становится значительной [15]. В средних широтах перенос частиц в области F2 ионосферы происходит под действием амбиополярной диффузии и нейтральных (термосферных) ветров.

Для рассмотренных периодов проведено компьютерное моделирование вариаций параметров динамических процессов в геокосмической плазме. Используя экспериментальные данные N , T_e , T_i и привлекая для расчетов термосферную модель MSIS [27], мы рассчитали параметры среды, непосредственно не измеряемые в ходе эксперимента на радаре НР.

Поток частиц за счет амбиополярной диффузии. Выражение для расчета потока заряженных частиц за счет диффузии имеет вид

$$\Pi_d = NV_{dz}, \quad (1)$$

где N — концентрация частиц, V_{dz} — вертикальная составляющая скорости переноса плазмы за счет амбиополярной диффузии.

Скорость V_{dz} можно вычислить, используя выражение [2]

$$V_{dz} = -D_a \sin^2 I \left(\frac{1}{H_p} + \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{1}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} \right),$$

где $D_a = \frac{kT_p}{m_i \sum_j (\nu_{inj})_j}$ — коэффициент амбиополярной диффузии; ν_{inj} — частота соударений ионов с нейтралами, $T_p = T_e + T_i$ — плазменная температура, $H_p = kT_p/(m_i g)$ — плазменная приведенная высота; I — наклонение геомагнитного поля в точке наблюдения, m_i — масса иона.

Подвод энергии к электронному газу. Для расчета величины энергии, подводимой к электронному газу, рассмотрим диапазон высот 260–320 км. Для данного высотного диапазона теплопроводностью электронного газа можно пренебречь, и уравнение баланса энергии электронов в стационарном случае имеет вид [32]

$$Q = L_{ei} + L_e, \quad (2)$$

$$L_{ei} = 8 \cdot 10^{-32} N^2 (T_e - T_i) T_e^{-3/2},$$

$$L_e = 6.4 \cdot 10^{-37} N N(O) (T_e - T_i) T_n^{-1}.$$

Здесь Q — энергия, передаваемая тепловым электронам при кулоновских столкновениях с фотоэлектронами; L_{ei} — энергия, теряемая при электрон-ионных столкновениях; L_e — энергия, затрачиваемая на возбуждение тонкой структуры атомов кислорода; N — концентрация электронов в ионосфере; $N(O)$ — концентрация атомов кислорода; T_n — температура нейтрального газа.

Поток тепла из плазмосферы в ионосферу. Поток тепла, поступающий из плазмосферы в ионосферу, можно рассчитать из кинетического уравнения с учетом переноса сверхтепловых электронов. Вертикальная составляющая теплового потока из плазмосферы определяется выражением вида [8]

$$\Pi_T = -\kappa_e \sin^2 I \frac{\partial T_e}{\partial z}, \quad (3)$$

где $\kappa_e = 2.08 k^2 N T_e / (m v_{ei})$ — коэффициент теплопроводности электронного газа, k — постоянная Больцмана, m — масса электрона. Частоту соударений электронов с ионами в системе СИ можно вычислить по формуле [8]

$$\nu_{ei} \approx 5.5 \cdot 10^{-6} N T_e^{-3/2} \ln(2.2 \cdot 10^4 T_e N^{-1/3}).$$

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Представление о суточных вариациях параметров динамических процессов в ионосферной плазме для двух равноденствий и двух солнцестояний можно получить из рис. 6—8.

Поток частиц за счет амбиополярной диффузии. На рис. 6 представлены результаты расчета суточных вариаций значений плотности диффузационного потока Π_d на фиксированных высотах для различных сезонов. Видно, что наибольшее по величине значение направленного вертикально вниз потока имеет место в оклополуночные часы. С увеличением высоты поток за счет амбиополярной диффузии постепенно увеличивается. В дневные часы наблюдается небольшой по величине поток вниз, а с увеличением высоты для периодов зимнего солнцестояния, весеннего и осеннего равноденствий направление переноса заряженных частиц изменяется, и имеет место диффузационный поток вверх.

Для весеннего и осеннего равноденствий на высоте 320 км в ночные часы

$$\Pi_d \approx -5.4 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ и } -3.6 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1},$$

в дневные часы

$$\Pi_d \approx -2.5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ и } -1.7 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$$

соответственно.

Для летнего и зимнего солнцестояний на этой же высоте получено

$$\Pi_d \approx -8.0 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ и } -1.7 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1},$$

$$\Pi_d \approx -2.2 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ и } 3.1 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$$

соответственно.

На высоте $h = 470$ км весной и осенью получены значения

$$\Pi_d \approx -6.1 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ и } -13.4 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1},$$

$$\Pi_d \approx 2.9 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ и } 6.8 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$$

соответственно. Летом в ночные часы $\Pi_d \approx -9.1 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, днем — $-3.7 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$; зимой ночью — $-2.8 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, в дневные часы — $3.5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Подвод энергии к электронному газу. На рис. 7 представлены суточные вариации величины энергии, подводимой к электрону в единицу времени. Из рис. 7 видно, что для всех сезонов

форма суточных вариаций Q/N подобна. Наибольшая величина энергии имеет место в дневные часы. Следует отметить, что в дневные часы для некоторых сезонов хорошо проявляется тенденция к появлению двух максимумов в суточ-

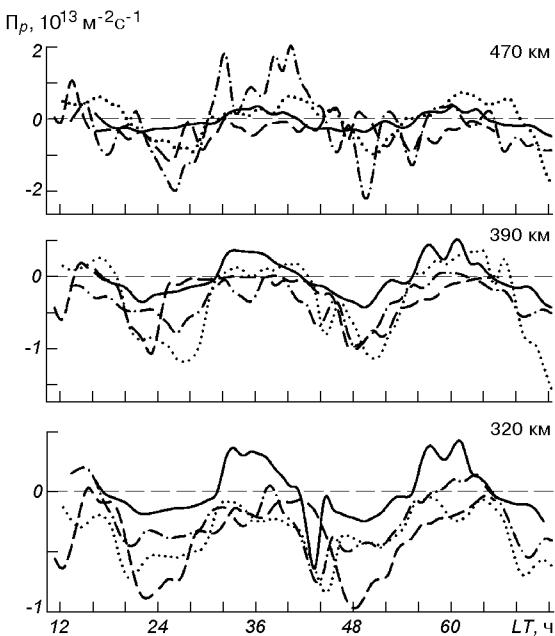


Рис. 6. Суточные вариации плотности потока плазмы за счет амбиополярной диффузии: точки — 28—30.03.2004 г.; тире — 15—17.06.2004 г.; пунктир — 13—15.09.2004 г.; сплошная — 16—18.12.2003 г.

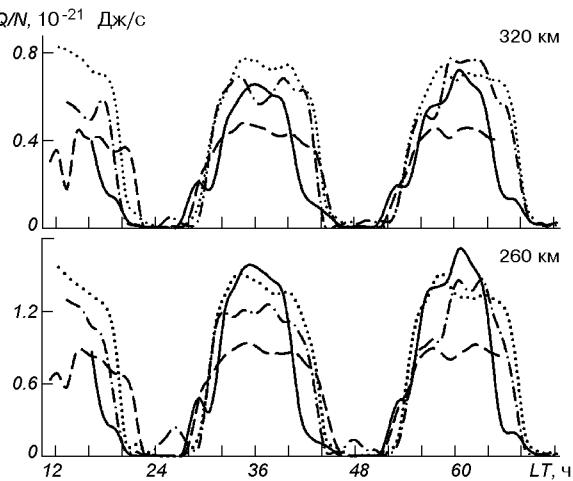


Рис. 7. Суточные вариации величины энергии Q/N , подводимой к электрону в единицу времени. На графиках обозначены кривые: точки — 28—30.03.2004 г.; тире — 15—17.06.2004 г.; пунктир — 13—15.09.2004 г.; сплошная — 16—18.12.2003 г.

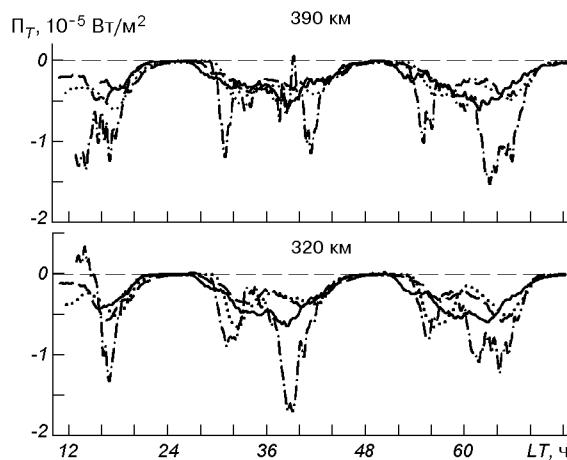


Рис. 8. Суточные вариации потока тепла, переносимого электронами из плазмосферы в ионосферу. На графиках обозначены кривые: точки — 28—30.03.2004 г.; тире — 15—17.06.2004 г.; пунктир — 13—15.09.2004 г.; сплошная — 16—18.12.2003 г.

ных вариациях Q/N в утренние и вечерние часы. В ночные часы величина энергии, подводимая к электронному газу, близка к нулю. С увеличением высоты значения Q/N уменьшаются.

Поток тепла из плазмосферы в ионосферу. На рис. 8 представлены результаты расчета суточных вариаций потока тепла из плазмосферы в ионосферу. Наибольший по величине направленный вниз тепловой поток имеет место в дневные часы с локальными максимумами утром и вечером. В ночное время поток тепла незначителен.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ионосфера представляет собой сложный гелио-геофизический объект, подверженный влиянию множества внешних воздействий, описание и прогноз которых являются достаточно трудной задачей [15].

Состояние ионосферы определяется довольно большим числом различных параметров. Характеристики ионизированной части верхней атмосферы, такие как концентрация электронов, ионный состав, температуры ионов и электронов, потоки частиц и дрейфы, составляют основные физические параметры ионосферы [2, 15].

В последнее время стало ясно, что состояние ионосферы зависит от состояния системы Солнце — межпланетная среда — магнитосфера — ионосфера — Земля [21, 22]. Эта система является динамической и, вообще говоря, нелинейной. Это серьезно затрудняет ее моделирование.

Диапазон высот, в котором расположены основные ионосферные области, составляет 60—1000 км. Параметры ионосферы заметно изменяются при переходе от нижней границы ионосферы к верхней. Концентрации электронов N и ионов N_i на определенных высотах образуют характерные максимумы, с чем связано деление ионосферы на области D, E, F1 и F2. Введены также параметры, характеризующие отдельные области ионосферы: концентрация N_m в максимуме областей, высота и ширина областей, глубина и ширина провалов между областями и т. п. Эта группа параметров описывает особенности распределения N с высотой h . Помимо высоты, параметры ионосферы зависят от географических и геомагнитных координат. Также имеются вариации ионосферы, обусловленные изменением таких факторов, как солнечное излучение и геомагнитная активность.

Множество параметров, необходимых для описания ионосферы, разнообразие зависимостей каждого параметра от координат, времени и активных факторов делают ее поведение очень сложным. Несмотря на это, благодаря успешному осуществлению широких программ наземных, ракетных и спутниковых исследований в изучении ионосферы в настоящее время достигнут настолько высокий уровень, что можно ставить вопрос не только о грубом прогнозировании изменения отдельных параметров ионосферы в планетарном масштабе, не только о вероятностно-статистическом, но также о детерминированном (точнее квазидетерминированном) способе прогнозирования [15].

Ионосфера (за исключением ее высокоширотной части) образуется в результате воздействия коротковолнового солнечного излучения, включающего ультрафиолетовую и рентгеновскую части спектра, на атомы и молекулы верхней атмосферы Земли.

В нижней части ионосферы (высоты $h \leq 200$ —250 км) плазма находится в фотохимическом равновесии (равенстве скоростей ионизации и рекомбинации). Здесь фотохимические процес-

сы, а также процессы локального нагрева и теплообмена преобладают над процессами переноса заряженных частиц и энергии. Днем на этих высотах скорость ионизации q определяется в основном интенсивностью солнечного ионизирующего излучения и величиной зенитного угла Солнца χ . Концентрация электронов в этом случае

$$N \propto \sqrt{q} \propto \cos^{1/2}\chi.$$

В ночное время фоновый уровень электронной концентрации поддерживается за счет корпускулярного и рассеянного ультрафиолетового излучения.

С увеличением высоты роль динамических процессов становится преобладающей и вариации концентрации электронов со временем имеют более сложную зависимость, учитывающую скорость ветрового увлечения и электромагнитного дрейфа [2]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_a \sin^2 I \left(\frac{\partial N}{\partial z} + \frac{N}{T_p} \frac{\partial T_p}{\partial z} + \frac{N}{H_p} \right) - wN \right] - \beta N + q,$$

где w — суммарная скорость вертикального переноса заряженных частиц за счет ветрового увлечения и электромагнитного дрейфа, β — линейный коэффициент потерь.

Формирование максимума высотного профиля концентрации электронов осуществляется посредством диффузии, которая сбрасывает плазму вниз в область быстрых химических потерь и тем самым препятствует накоплению плазмы на больших высотах, которое имело бы место за счет только фотохимических процессов. При наличии электромагнитного дрейфа плазмы вверх этот поток противодействует диффузии, т. е. замедляет результирующий снос плазмы вниз. При движении плазмы вниз дрейф и диффузия действуют в одном направлении и переносят заряженные частицы в область быстрых химических потерь.

При перемещении плазмы вверх происходит увеличение высоты максимума и электронной концентрации в максимуме ионизации, поскольку с высотой увеличивается отношение скорости ионизации к скорости потерь. При переносе плазмы вниз происходит уменьшение высоты и концентрации в максимуме области F2 ионосферы. Если скорость переноса зависит от высоты и

изменяет знак, как это имеет место при прохождении приливных и внутренних гравитационных волн, — это приводит к существенной деформации формы высотного профиля концентрации электронов. Как показано в работе [14], в спокойных геомагнитных условиях высотно-суточные вариации скорости переноса плазмы в Харькове слабо зависят от сезона. Днем для высот вблизи максимума и ниже вертикальная составляющая скорости переноса плазмы направлена вниз, а выше максимума области F2 ионосферы она направлена вверх. Высота, на которой происходит смена направления потока, увеличивается с увеличением уровня солнечной активности. Ночью поток плазмы преимущественно направлен вниз — из плазмосферы в ионосферу.

Обсудим основные особенности суточных и сезонных зависимостей параметров ионосферы.

Суточные вариации концентрации электронов. Концентрация электронов в течение суток испытывает значительные вариации для всех рассмотренных периодов. В периоды равноденствий происходит переход от зимнего к летнему типу суточных вариаций и наоборот. Данный процесс происходит сравнительно быстро в течение примерно двух недель [15, 29]. По классификации [29] для 27—31 марта (рис. 2) такой переход произошел ранее, и наблюдаемые суточные вариации концентрации электронов можно отнести к S-типу суточных вариаций. S-тип представляет собой нормальный летний тип суточного хода на высотах максимума области F2 ионосферы, для которого характерны: незначительные суточные изменения N_{mF2} с отношением $N_{mF2_{max}}/N_{mF2_{min}} > 2$, платоподобные вариации N_{mF2} днем с развитием максимума в вечерние часы и последующим уменьшением концентрации электронов вочные часы [29].

Суточные вариации концентрации электронов ниже максимума области F2 ионосферы в дневные часы определяются в основном значением зенитного угла Солнца.

Дневные значения концентрации электронов в максимуме области F2 ионосферы определяются интенсивностью солнечного ионизирующего излучения и соотношением между концентрациями атомарного кислорода $N(O)$ и молекулярных компонентов $N(N_2)$ и $N(O_2)$ — параметром $p = N(O)/(N(N_2) + N(O_2))$.

Для 12—16 сентября (рис. 4) вариации N подобны вариациям концентрации электронов для периода весеннего равноденствия. Судя по форме суточного хода его также можно отнести к S-типу суточных вариаций электронной концентрации в максимуме области F2 ионосферы.

Для периода летнего солнцестояния (рис. 3) до высот ниже максимума области F2 ионосферы поведение концентрации электронов зависит в основном от значения зенитного угла Солнца.

Зимой (рис. 5) процесс увеличения концентрации электронов в околополуночные часы связан с действием двух факторов. Первый фактор — нейтральные (термосферные) ветры со скоростями около 100...200 м/с [2], направленные ночью к экватору и поднимающие область F2, что приводит к уменьшению скорости рекомбинации [10, 15]. Второй фактор — направленный вниз поток плазмы из плазмосферы в ионосферу (рис. 6) [18]. Влияние эффектов электрических полей на поведение среднеширотной ионосферы в спокойных условиях незначительное.

Из анализа результатов компьютерного моделирования, проведенного в настоящей работе, следует, что средняя величина плотности потока частиц за счет амбиополярной диффузии на высоте $h = 320$ км в ночную среднеширотную ионосферу составляет примерно $-4.5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в периоды равноденствий и $-5.0 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в периоды солнцестояний. Такие потоки плазмы, по-видимому, достаточны для поддержанияочной области F2 ионосферы. Вклад нейтральных (термосферных) ветров и потоков заряженных частиц из плазмосферы для поддержания ионосферной области F2 примерно одинаков. Результат действия этих процессов может быть достаточным для поддержания концентрации электронов на уровне $0.1 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ зимой и $0.4 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$ летом на высоте 320 км.

Суточные вариации температур ионов и электронов. В дневное время на высотах области E (100—110 км) обычно сохраняется теплое равновесие между электронным, ионным и нейтральным газами ($T_e \approx T_i \approx T_n$) из-за высокой плотности нейтральных частиц, в столкновениях с которыми эффективно охлаждаются ионы и электроны [2]. На высотах области F1 (160—200 км) температура электронов начинает превышать T_n из-за уменьшения частоты столкновений электронов с нейтральными частицами,

тогда как температура ионов остается приблизительно равной T_n до высот 350—400 км, поскольку теплообмен ионного газа с нейтральным вследствие близости масс нейтралов и ионов остается достаточно эффективным.

Для весеннего и осеннего равноденствий (рис. 2 и 4), а также летнего и зимнего солнцестояний (рис. 3 и 5) форма суточных вариаций T_e подобна. Появление в суточном ходе T_e утреннего и вечернего максимумов достаточно хорошо объясняется суточными вариациями величины энергии, подводимой к электронному газу (рис. 7) на высотах ниже максимума области F2 ионосферы и суточными вариациями потока тепла из плазмосферы (рис. 8) на высотах выше максимума ионизации.

Для всех рассмотренных периодов локальное увеличение T_e в околополуночные часы связано с тем, что в ночной среднеширотной ионосфере в спокойных условиях, когда образование фотон-электронов под действием солнечного ионизирующего излучения прекращается, единственным источником тепла остается тепло, запасенное днем в плазмосфере [31]. Эти потоки тепла из плазмосферы способны увеличить температуру электронов в ионосфере примерно на 250—500 К. Более явно данный процесс выражен на больших высотах за счет достаточно большой теплопроводности электронного газа.

Локальный минимум температуры электронов в суточном ходе в околополуденные часы объясняется тем, что охлаждение электронного газа происходит на фоне увеличения концентрации электронов и увеличения интенсивности передачи тепла от электронов к ионам. В этом случае температура электронов обратно пропорциональна изменениям концентрации электронов, т. е. $T_e \propto N^{-1}$ [19].

Сезонные вариации параметров ионосферы. Наиболее общими свойствами сезонных вариаций являются следующие. Дневные зимние значения концентрации электронов в интервале высот 200—300 км при низком уровне солнечной активности превышают в 1.5—3 раза летние. Для ночи наблюдается обратная сезонная зависимость [15]. Ранее в работах [12, 13] были рассмотрены сезонные вариации полуденных и полуночных значений концентрации электронов N_m в максимуме области F2 ионосферы, полученных на радаре НР в Харькове за полтора

цикла солнечной активности. Проведено также моделирование сезонных вариаций для разных уровней солнечной активности. С увеличением уровня солнечной активности различие в полуденных концентрациях электронов зимой и летом становится существенным. Для концентрации электронов в максимуме области F2 ионосферы средняя погрешность в околополуденные часы составляет 23 %, в ночные — 47 % [12, 13].

Сравнивая периоды летнего и зимнего солнцестояний, заключаем, что на высотах 190 и 260 км околополуденные зимние значения N превышают летние примерно в два раза. На высоте 320 км концентрации электронов сравниваются, а на высотах $h \geq 390$ км летние значения N начинают превышать зимние. Для ночных значений, как было сказано выше, наблюдается обратная зависимость — значения N зимой меньше, чем летом.

Для объяснения сезонной аномалии области F2 ионосферы предложен ряд механизмов [15]. Один из них состоит в том, что аномальное увеличение N зимой может быть вызвано потоками плазмы из магнитосопряженной ионосферы южного летнего полушария вдоль силовых линий геомагнитного поля. Однако это не подтверждается численными расчетами и экспериментальными данными, полученные на радарах НР западного полушария. Результатом действия потока плазмы из плазмосферы совместно с термосферными ветрами может быть лишь локальное увеличение концентрации электронов в ночные часы. В дневное время зимой и летом поток направлен из F2-области ионосферы в плазмосферу, что не позволяет количественно объяснить явление сезонной аномалии [15].

Другой механизм предполагает, что ионный состав верхней атмосферы подвержен сезонным вариациям, что приводит к изменениям в отношении атомных составляющих к молекулярным [17]. На рис. 9 представлен расчет параметра p по термосферной модели MSIS [27] для Харькова на высоте 300 км. Видно, что отношение концентрации $N(O)$ к сумме концентраций $N(N_2) + N(O_2)$ зимой в 2.5 раза больше, чем летом. Различия концентраций $N(O)$ летом и зимой практически нет, тогда как концентрации молекулярных составляющих различаются более чем в два раза как в дневные, так и в ночные

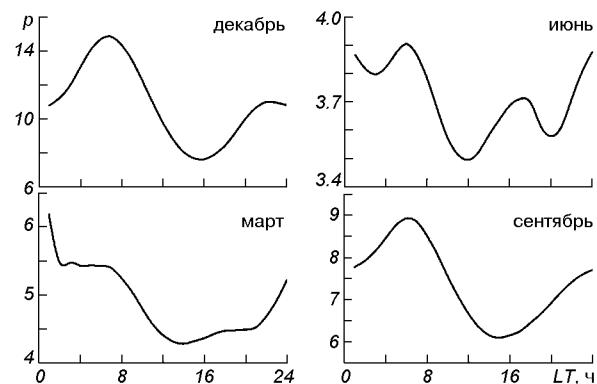


Рис. 9. Суточные вариации параметра p , рассчитанных по модели MSIS [21] для четырех сезонов

часы. Для марта и сентября значения параметра p практически совпадают, и концентрации атомарного кислорода и молекулярных составляющих в эти периоды мало отличаются. Такие сезонные различия нейтрального состава зимой и летом приводят к изменению скоростей ионизации и рекомбинации заряженных частиц на высотах вблизи максимума области F2 ионосферы. Данный механизм подтверждается экспериментальными данными [17, 30] и может объяснить превышение зимних значений N_m над летними.

Возможен еще один механизм, действующий совместно с изменениями ионного состава, — сезонные вариации колебательной температуры молекул N_2 . От нее зависит константа скорости основной ионно-молекулярной реакции



которая является главным механизмом потерь ионов O^+ в области F2 ионосферы. Однако расчеты показали, что вклад от сезонного изменения скорости реакции незначителен и не может существенно повлиять на изменение электронной концентрации [15].

Таким образом, основным механизмом, объясняющим сезонную аномалию, следует считать сезонное изменение ионного состава на высотах вблизи максимума ионизации области F2 ионосферы.

Дневные летние значения температуры электронов приблизительно равны значениям T_e зи-

мой и составляют около 2400 и 3000 К на высотах 320 и 1030 км соответственно. Ночные значения T_e летом также превосходят зимние. По данным обсерватории Миллстоун Хилл наблюдается обратное соотношение между летними и зимними температурами. В ночное время зимние температуры превышают летние примерно на 600 К на высоте 300 км [25]. Такое превышение зимних ночных значений T_e над летними связано с поступлением в ионосферу тепла, запасенного в плазмосфере в дневное время за счет термализации в ней убегающих фотоэлектронов (пролетных и захваченных). Фотоэлектроны из освещенного полушария также могут вносить вклад в нагрев электронного газа ночной магнитосопряженной ионосферы [2].

По данным радара в Харькове летние значения T_e превышают зимние значения примерно на 300 и 800 К на высотах 320 и 1030 км соответственно. Температура ионов летом в дневное время превышает зимние значения T_i примерно на 100—450 К, ночью — на 150—400 К. Такие сезонные вариации температур электронов и ионов отражают качественные и количественные различия в поведении параметров ионосферы в западном и восточном полушариях.

Выводы

- Для средних широт центрально-европейского региона подтверждено, что основные параметры ионосферной плазмы испытывают значительные суточные и сезонные вариации. Эти вариации не являются монотонными.

- Как и следовало ожидать, вариации электронной концентрации для высот ниже максимума области F2 ионосферы как зимой, так и летом зависят в основном от зенитного угла Солнца. На высотах, больших высоты максимума ионизации, ночью появляются локальные максимумы, обусловленные потоками частиц из плазмосферы в ионосферу.

- Температура электронов также испытывает значительные суточные вариации. В суточных вариациях для температуры электронов регистрируются два максимума — утренний (около 11 ч LT) и дневной (около 16 ч LT). С увеличением высоты температуры электронов и ионов

увеличиваются, положение утреннего и дневного максимумов в суточных вариациях смешается на более ранние и поздние часы соответственно.

- Подтвержден эффект сезонной аномалии, заключающийся в превышении зимних дневных значений концентрации электронов над летними значениями в окрестности максимума области F2 ионосферы. Установлено, что в интервале высот 190—260 км это превышение составляло примерно два раза. С увеличением высоты значения N летом и зимой сравниваются, и при $h \geq 390$ км летние значения N превышают зимние. Основной механизм, объясняющий сезонную аномалию, может быть связан с сезонными вариациями в нейтральном составе на высотах вблизи максимума области F2 ионосферы.

- Для температуры электронов сезонные вариации выражаются в том, что днем летние значения T_e примерно на 100—150 К больше, чем зимние значения, ночью — на 150—800 К. Для температуры ионов имеет место подобная ситуация — днем летние значения T_i примерно на 100—450 К больше зимних, ночью — на 150—400 К. Такие сезонные изменения температур ионов и электронов подтверждают несимметричность земной ионосферы, вследствие несовпадения географических и магнитных полюсов, что приводит к качественным и количественным различиям в пространственно-временном распределении параметров ионосферы в западном и восточном полушариях.

- В суточных вариациях потока плазмы за счет амбиополярной диффузии на всех рассмотренных высотах в ночные часы имеет место направленный из плазмосферы поток заряженных частиц. Такие вариации потока Π_d ночью могут объяснить локальное увеличение концентрации электронов в околополуночные часы. В дневные часы наблюдается незначительный по величине поток плазмы вниз на высотах 320—390 км для всех сезонов, кроме зимнего солнцестояния. Для периодов равноденствий и зимнего солнцестояния на высоте 470 км имеет место поток частиц, направленный вверх из ионосферы в плазмосферу в дневные часы. Летом наблюдается незначительный по величине потока, направленный из плазмосферы в ионосферу. Для всех сезонов величина Π_d увеличивается с увеличением высоты.

7. Суточные вариации величины энергии, подводимой к электронам, хорошо отражают суточные вариации температуры электронов на высотах нижней части ионосферы. В дневные часы Q/N имеет максимальные значения. Ночью величина энергии, подводимой к электронному газу, незначительна.

8. Вариации потока тепла из плазмосферы в ионосферу в течение суток хорошо объясняют наличие утреннего и вечернего максимумов в суточных зависимостях T_e на высотах области F2 ионосферы. Максимальные всплески, направленного вниз теплового потока, наблюдаются в утренние и вечерние часы. Ночью поток тепла из плазмосферы в ионосферу незначителен для всех сезонов.

Авторы благодарят В. И. Тарана, Д. А. Дзюбанова, Е. И. Григоренко за ценные замечания и интерес к работе, а также Л. Я. Емельянова, А. Ф. Кононенко, С. В. Черняева за проведение экспериментов на радаре некогерентного рассеяния.

1. Акимов Л. А., Григоренко Е. И., Таран В. И., Тырнов О. Ф., Черногор Л. Ф. Комплексные радиофизические и оптические исследования динамических процессов в атмосфере и геокосмосе, вызванных солнечным затмением 11 августа 1999 года // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники.—2002.—№ 2.—С. 25—63.
2. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. — М.: Наука, 1988.—528 с.
3. Бурмака В. П., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Волновые возмущения в ионосфере, сопутствовавшие стартам ракет на фоне естественных переходных процессов // Геомагнетизм и аэрономия.—2004.—44, № 4.—С. 518—534.
4. 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.
5. Бурмака В. П., Черногор Л. Ф., Чирняк Ю. В. Волновые возмущения в геокосмосе, сопровождавшие старты и полеты ракет «Союз» и «Протон» // Радиофизика и радиоастрономия.—2005.—10, № 3.—С. 254—272.
6. Григоренко Е. И., Емельянов Л. Я., Пазюра С. А. и др. Возмущения ионосферной плазмы во время сверхсильной магнитной бури 29—31 мая 2003 года: результаты наблюдений на харьковском радаре некогерентного рассеяния // Успехи современной радиоэлектроники.—2005.—№ 4.—С. 21—39.
7. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Пазюра С. А. и др. Аномальная ионосферная буря 21 марта 2003 г. // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 1.—С. 4—11.

8. Григоренко Е. И., Лысенко В. Н., Таран В. И., Черногор Л. Ф. Результаты радиофизических исследований процессов в ионосфере, сопровождавших сильнейшую геомагнитную бурю 25 сентября 1998 г. // Успехи современной радиоэлектроники.—2003.—№ 9.—С. 57—94.
9. Григоренко Е. И., Пазюра С. А., Пуляев В. А. и др. Динамические процессы в ионосфере во время геокосмической бури 30 мая и затмения Солнца 31 мая 2003 г. // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 1.—С. 12—25.
10. Грингауз К. И., Бассоло В. С. Структура и свойства плазмосферы Земли. Экспериментальные данные и проблемы их интерпретации (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия.—1990.—30, № 1.—С. 1—17.
11. Дзюбанов Д. А., Захаров И. Г., Ляшенко М. В. Вариации электронной концентрации ионосферы в спокойных условиях по данным Харьковского радара некогерентного рассеяния // Вестник Нац. технического ун-та «ХПИ»: Сб. науч. тр.—2003.—4, вып. 7.—С. 31—34.—(Тематический вып. «Радиофизика и ионосфера»).
12. Дзюбанов Д. А., Захаров И. Г., Ляшенко М. В. Моделирование полуденных значений электронной концентрации в максимуме области F2 ионосферы по данным харьковского радара некогерентного рассеяния // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 2/3.—С. 28—35.
13. Дзюбанов Д. А., Захаров И. Г., Ляшенко М. В., Тырнов О. Ф. Моделирование полуночных значений электронной концентрации в максимуме области F2 ионосферы по данным радара некогерентного рассеяния в Харькове // IV Україн. конф. по перспективним косміческим исследованиям: Сб. тез. — Крым, Понизовка, 2004.—С. 55.
14. Емельянов Л. Я., Григоренко Е. И., Скляров И. Б. Радиофизические наблюдения вертикального дрейфа плазмы в области F ионосферы на Харьковском радаре некогерентного рассеяния // Радиотехника.—2004.—Вып. 136.—С. 102—108.
15. Иванов-Холодный Г. С., Михайлов А. В. Прогнозирование состояния ионосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980.—190 с.
16. Ионосферно-магнитная служба. Современное состояние, задачи и перспективы / Под ред. О. И. Авдюшина, А. Д. Данилова. — Л.: Гидрометеоиздат, 1987.—243 с.
17. Михайлов А. В., Боянкова Н. М. Асимметрия годовых вариаций области F2 северного и южного полушарий // Геомагнетизм и аэрономия.—1980.—10, № 2.—С. 251—254.
18. Михайлов А. В., Островский Г. И. Явление зимнего возрастания электронной концентрации в ночной F2-области и его возможное объяснение // Геомагнетизм и аэрономия.—1980.—20, № 1.—С. 29—32.
19. Ришбет Г., Гарриот О. К. Введение в физику ионосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975.—304 с.
20. Таран В. И. Исследования ионосферы в естественном и искусственно возмущенном состояниях методом некогерентного рассеяния // Геомагнетизм и аэрономия.—2001.—41, № 5.—С. 659—666.
21. Черногор Л. Ф. Физика Земли, атмосферы и геокосмоса в свете системной парадигмы // Радиофизика и

- радиоастрономия.—2003.—8, № 1.—С. 56—104.
22. Черногор Л. Ф. Земля — атмосфера — геокосмос как открытая динамическая нелинейная система // Космічна наука і технологія.—2003.—9, № 5/6.—С. 96—105.
23. Bhuyan P. K., Chamua M., Subrahmanyam P., Garg S. C. Diurnal, seasonal and latitudinal variations of electron temperature measured by the SROSS C2 satellite at 500 km altitude and comparison with the IRI // Ann. Geophys.—2002.—20.—P. 807—815.
24. Champion K. S. W. Dynamics and structure of the quiet thermosphere // J. Atmos. Terr. Phys.—1975.—37, N 6/7.—P. 915—926.
25. Evans J. V. Seasonal and sunspot cycle variations of F-region electron temperatures and protonospheric heat fluxes // J. Geophys. Res.—1973.—78, N 13.—P. 2344.
26. Farelo A. F., Herraiz M., Mikhailov A. V. Global morphology of night-time N_mF2 enhancements // Ann. Geophys.—2002.—20.—P. 1795—1806.
27. Hedin A. E. MSIS-86 thermospheric model // J. Geophys. Res.—1987.—92.—P. 4649—4662.
28. Hedin A. E., Mayr H. G., Reber C. A., et al. Empirical model of global thermospheric temperature and composition based on data OGO-6 quad pole mass spectrometer // J. Geophys. Res.—1974.—79, N 1.—P. 215—225.
29. Mikhailov A. V., Schlegel K. Equinoctial transitions in the ionosphere and thermosphere // Ann. Geophys.—2001.—19.—P. 783—796.
30. Salah J. E., Evans J., Wand R. N. Seasonal variations in the thermosphere above Millstone Hill // Radio Sci.—1974.—9, N 2.—P. 231—238.
31. Schunk R. W., Nagy A. F. Electron temperature in the F region of the ionosphere: theory and observations // Rev. Geophys. Space Phys.—1978.—16, N 3.—P. 355—399.
32. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. — Cambridge atmospheric and space science series, 2000.—555 p.
-
- DIURNAL AND SEASONAL VARIATIONS
OF IONOSPHERIC PLASMA PARAMETERS
ON SOLAR ACTIVITY ABATEMENT**
- M. V. Lyashenko, I. B. Sklyarov, L. F. Chernogor,
Yu. V. Chernyak**
- Diurnal and seasonal variations of ionospheric plasma parameters in the height range of 190 to 1030 km for four characteristic geophysical periods (winter and summer solstices, vernal and autumnal equinoxes) are considered. As expected, ionospheric parameters exhibit significant seasonal and diurnal variations. Region features in diurnal and seasonal electron density as well as in ion and electron temperature dependences are revealed or confirmed. Computer simulation of dynamic processes parameters variations in ionosphere is performed. Our results will be used for the development of ionospheric model elements for the Central Europe region.

УДК 528.7:629.78

Л. В. Вариченко¹, В. Г. Колобродов², Я. Е. Ладыка¹,
В. И. Микитенко², Л. А. Михеенко²

¹Державне науково-дослідне підприємство «Конекс», Львів

²Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут», Київ

Методы и средства измерения характеристик оптико-электронных космического зондирования Земли энергетических систем

Надійшла до редакції 08.10.04

Пропонуються методики вимірювань і схемотехнічні рішення стендового обладнання для калібрування та атестації оптико-електронних зображенувальних систем дистанційного зондування Землі. Розроблено рекомендації щодо складу і конструкції окремих блоків стенду.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время значительно возрос интерес к оптико-электронным системам дистанционного зондирования Земли из космоса, позволяющим эффективно решать ряд научных и прикладных задач. Разработкой и эксплуатацией таких систем занимаются США, Россия, Китай, ряд европейских стран [12, 23, 25]. Начались такие работы и в Украине.

Одной из важных проблем создания оптико-электронных систем космического базирования является их предполетная аттестация. При этом к контрольной аппаратуре и испытательным стенда姆 предъявляются весьма специфические и достаточно жесткие требования как по точностным, так и по энергетическим параметрам [15, 16, 23]. В настоящий момент стендов такого класса в Украине нет. Почти отсутствуют и соответствующие элементная и метрологическая базы. Поэтому не только разработка новых аттестационных установок, но даже повторение известных технических решений становится в таких условиях сложной научно-технической задачей.

В нашей работе рассматриваются схемно-методологические аспекты этой задачи и обсуждаются предложения по их решению с учетом современных требований. При этом основное внимание уделяется доступной элементной базе, что позволяет уменьшить стоимость и время разработки оборудования.

МНОГОЗОНАЛЬНОЕ СКАНИРУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО

Основой современного комплекса космических систем дистанционного зондирования Земли является многозональное сканирующее устройство (МСУ) высокого разрешения, предназначенное для синхронного измерения спектральной плотности энергетической яркости (СПЭЯ) системы «атмосфера — земная поверхность» в узких спектральных зонах при сканировании малым мгновенным полем зрения.

Несмотря на значительные функциональные и конструктивные различия разработанных в настоящее время МСУ, их основные характеристики и параметры достаточно близки и отличаются высокими требованиями к чувствительности,

Таблица 1. Основные энергетические характеристики МСУ

Спектральные характеристики	Спектральные зоны, мкм				
	0.50—0.59	0.61—0.68	0.79—0.89	0.5—0.89	1.55—1.7
Максимальная измеряемая энергетическая яркость, Вт/(ср·м ²)	32.1	22.1	18.7	104	5.67
Облученность приемника излучения, Вт/м ²	0.448	0.309	0.261	1.45	0.0473
Обобщенные характеристики		Область спектра			
		Видимая	ИК		
Фокусное расстояние объектива, мм		860	445		
Диаметр входного зрачка, мм		170	100		
Коэффициент центрального экранирования	0.41		—		
Коэффициент пропускания объектива	0.55		0.21		
Светорассеяние, %	5.5		6		
Количество пикселей в приемнике	6000		1500		
Размер пикселя, мкм	10		25		
Шаг пикселей, мкм	10		25		

амплитудному и спектральному разрешению, линейности функции передачи сигнала (ФПС), стабильности [6, 12, 15, 16, 23, 25]. Важной особенностью таких систем является высокий уровень освещенности приемника излучения в сочетании с очень большим динамическим диапазоном ($10^5\dots10^6$). В табл. 1 приведены основные энергетические характеристики МСУ, разрабатываемого в настоящее время в Украине.

Для реализации указанных характеристик МСУ проходят метрологическую аттестацию как на стадии предполетной подготовки, так и во время функционирования на орбите. Стадия предполетной подготовки обычно включает измерение следующих энергетических характеристик и параметров [15, 16, 23]:

- относительной функции передачи сигнала $U_{\text{sn}}(L)$ — зависимости электрического сигнала на выходе МСУ от яркости L тест-объекта;
- относительной спектральной характеристики $U_{\text{sn}}(\lambda)$ — зависимости электрического сигнала на выходе МСУ от длины волн λ зондирующего излучения;
- относительной зонной характеристики $R_{\text{Dn}}(N_{ij})$ — неравномерности чувствительности элементов ПЗС-лайнейки (N_{ij} — номер пикселя в ПЗС-лайнейке).

Затем после переноса излучения единичной СПЭЯ от эталона к метрологическим элементам

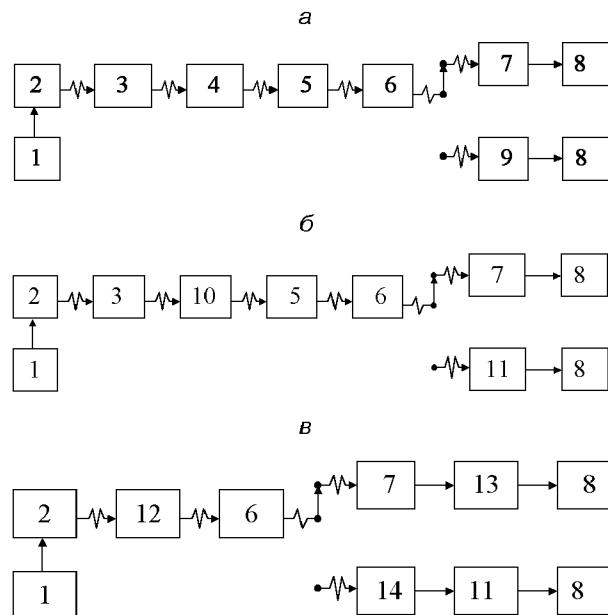


Рис. 1. Структурные схемы измерения энергетических характеристик МСУ: *а* — измерение спектральной характеристики, *б* — измерение функции передачи сигнала, *в* — измерение зонной характеристики (1 — блок питания, 2 — источник излучения, 3 — конденсор, 4 — монохроматор, 5 — коллиматор, 6 — коммутатор, 7 — МСУ, 8 — регистрирующее устройство, 9 — неселективный приемник излучения, 10 — калибрированный ослабитель излучения, 11 — фотоэлектрический компаратор, 12 — диффузный элемент, 13 — система опроса приемников МСУ, 14 — зонная диафрагма; электрические связи обозначены прямыми стрелками, оптические — зигзагами)

(излучателям) аттестационной установки производится абсолютизация их шкал относительной яркости и определяются основные параметры МСУ по измеренным ранее относительным характеристикам: интегральная, зонная и абсолютная спектральная чувствительность, динамический диапазон. Одновременно на этом же этапе измеряется среднее квадратичное значение напряжения шума и определяются пороговые характеристики системы.

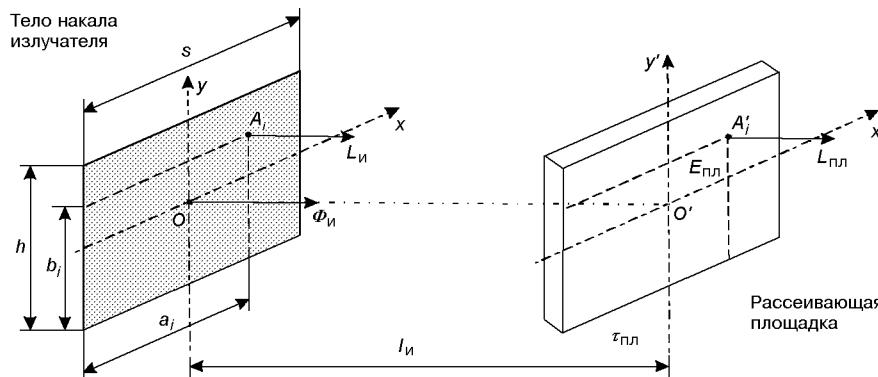
Структурные схемы установок, обычно используемых для измерения энергетических характеристик, показаны на рис. 1.

Контроль характеристик МСУ во время полета обычно заключается в сопоставлении сигнала, полученного при визировании природных тест-объектов, с измеренным на стенде и внесением соответствующих поправок. В этом случае требуется поиск и исследование природных тест-объектов, прецизионные измерения их СПЭЯ и коэффициента пропускания атмосферы над объектом в момент съемки, а также расчет переноса излучения в атмосфере для получения значения сигнала на входном зрачке МСУ [15]. В результате может быть достигнута точность контроля порядка нескольких процентов в видимой и ближней ИК-области спектра.

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ ПЕРЕДАЧИ СИГНАЛА

К методам и аппаратуре для измерения функции передачи сигнала МСУ предъявляются следующие основные требования:

- обеспечение максимальной интегральной (в диапазоне 0.4...1.8 мкм) энергетической освещенности приемника излучения не ниже 15 Вт/м²;



- динамический диапазон освещенности на приемнике излучения не менее 10⁵;
- нелинейность градуировочной характеристики излучателя не более 1 %.

Желательно также обеспечить освещенность как можно большего числа элементов ПЗС-линейки при минимальной мощности излучателя. Большинство возможных способов калиброванного ослабления излучения, рассмотренных в работах [4, 26], этим требованиям не удовлетворяют. Однако одним из наиболее приемлемых можно считать метод, основанный на перемещении источника излучения относительно рассеивательной площадки, установленной в фокальной плоскости объектива градуировочного коллиматора. Такая площадка может работать и в проходящем, и в отраженном свете. Для изучения метрологических и фотометрических характеристик такого устройства нами разработана математическая модель интегрального излучателя (ИИ) и выполнено его численное и экспериментальное исследование. Схема интегрального излучателя показана на рис. 2.

Поле освещенности ПЗС-линейки имеет прямоугольную форму. Тело накала источника излучения также прямоугольное с размерами $s \times h$. При нормальном расположении плоскостей излучателя и рассеивающей площадки к оптической оси освещенность точки A'_i , лежащей напротив точки A_i , от участка размерами $a_i \times b_i$ (рис. 2), может быть описана выражением [11]

$$E_i = \frac{L_u}{2} R_i, \quad (1)$$

$$R_i = \frac{a_i}{\sqrt{l^2 + a_i^2}} \arctg \frac{b_i}{\sqrt{l^2 + a_i^2}} +$$

$$+ \frac{b_i}{\sqrt{l^2 + b_i^2}} \arctg \frac{a_i}{\sqrt{l^2 + b_i^2}},$$

Рис. 2. Модель интегрально-го излучателя

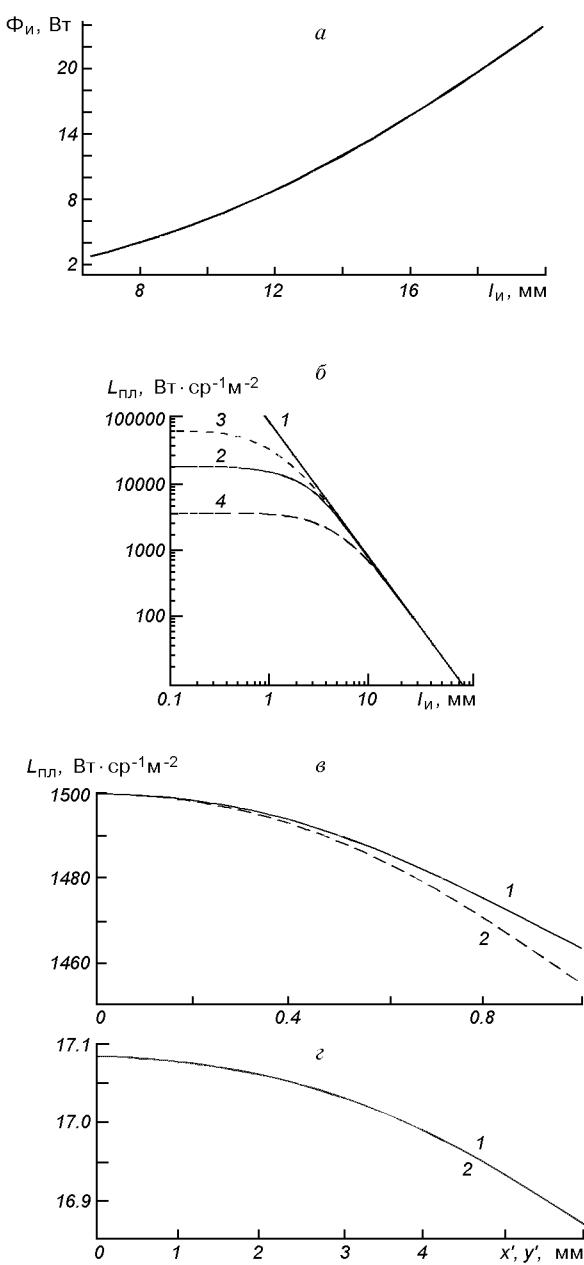


Рис. 3. а — зависимость мощности излучателя от расстояния до площадки для обеспечения ее яркости $L_{\text{пл}} = 1500 \text{ Вт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)$ при размерах тела накала $s = 3.5 \text{ мм}$, $h = 6 \text{ мм}$; б — зависимость энергетической яркости площадки $L_{\text{пл}}$ от расстояния l_i до тела накала при различных размерах тела накала (1 — точечное тело накала, 2 — $s = 3.5 \text{ мм}$, $h = 6 \text{ мм}$, 3 — $s = 1.75 \text{ мм}$, $h = 3 \text{ мм}$, 4 — $s = 7 \text{ мм}$, $h = 12 \text{ мм}$); в — распределение энергетической яркости по площадке в сагиттальном (1) и меридиональном (2) направлениях при $l_i = 7.5 \text{ мм}$; г — то же при $l_i = 75 \text{ мм}$

где L_u — яркость тела накала излучателя, l — расстояние между точками A_i и A'_i .

Полная освещенность площадки в точке A'_i может быть получена суммированием освещенности от четырех прямоугольных зон, на которые разбито тело накала излучателя. Считая площадку вторичным ламбертовским излучателем, получаем выражение для яркости $L_{\text{пл}A'}$ площадки в точке A' :

$$L_{\text{пл}A'} = 2 \frac{L_u}{\pi} \tau_{\text{пл}} \sum_{i=1}^4 R_i, \quad (2)$$

где $\tau_{\text{пл}}$ — коэффициент пропускания площадки (либо $\rho_{\text{пл}}$ при работе в отраженном свете). Для получения зависимости распределения яркости $L_{\text{пл}}(l_i, s, h)$ по сечению площадки повторяем процедуру определения $L_{\text{пл}A'_i}$ для каждой точки этого сечения.

Аналогично может быть получено выражение для требуемой мощности источника излучения при заданной облученности площадки $E_{\text{пл}}$:

$$\Phi_u(l) = \frac{\pi E_{\text{пл}} \cdot s \cdot h}{\sum_{i=1}^4 R_i}. \quad (3)$$

Для дальнейших расчетов использовались следующие исходные данные: $L_u = 30 \text{ кВт}/(\text{ср} \cdot \text{м}^2)$ (для обеспечения энергетической освещенности приемника $E_{\text{пи}} = 15 \text{ Вт}/\text{м}^2$), $\tau_{\text{пл}} = 0.5$, $l_{\text{имин}} = 2.5 \text{ мм}$, $s = 3 \text{ мм}$, $h = 1.75 \text{ мм}$ (тело накала лампы КГМ-30-300-2). Результаты численного анализа (2), (3) для различных случаев работы ИИ показаны на рис. 3 и позволяют сделать следующие выводы.

1. Градиуровочная характеристика ИИ подчиняется закону обратных квадратов в большом диапазоне расстояний, однако в ближней зоне ($l < 1 \text{ см}$) эта зависимость нарушается; отклонение тем больше, чем больше размеры тела накала (см. рис. 3, б).

2. Яркость поверхности площадки нелинейно убывает от центра, причем неравномерность распределения тем больше, чем меньше расстояние до тела накала (см. рис. 3, в).

3. Размер излучающей площадки с неоднородностью яркости менее 1 % составляет в ближней зоне не более 0.1 мм, что соответствует освещаемой зоне в плоскости приемника сканера по-

Таблица 2. Основные характеристики диффузных излучателей

Измерительная установка	Диаметр сферы $D_{\text{сф}}, \text{м}$	Диаметр выходного зрачка $D_{\text{зр.вых}}, \text{м}$	$D_{\text{зр.вых}}/D_{\text{сф}}$	Неравномерность яркости в выходном зрачке, не более
Jena-Optronic (ФРГ)	2	0.8	0.4	4 %
TM (США)	1.22	0.41	0.336	0.5 %
NEC Corporation (США)	1	0.28	0.28	0.3 %
«Камелия» (Россия)	1	0.28	0.28	0.5 %

рядка 30...40 мкм (3-4 пикселя). Очевидно, что измерение ФПС может производиться только для нескольких пикселей.

4. Уход из ближней зоны для обеспечения линейности приводит к значительному (в 6...10 раз) росту требуемой мощности источника излучения и уменьшению динамического диапазона в 2...3 раза, что также нежелательно.

На основании изложенного можно заключить, что для обеспечения требований, предъявляемых к ИИ, целесообразно использовать малогабаритные галогенные лампы мощностью 200...400 Вт с размером тела накала 2...5 мм и диаметром колбы не более 10...15 мм для обеспечения необходимого расстояния до рассеивающей площадки.

Спектральные характеристики ИИ определяются спектром излучения источника, а также коэффициентами пропускания $\tau(\lambda)$ или отражения $\rho(\lambda)$ [11, 20]. Отметим интересный метод получения почти неселективной отражающей площадки, построенной на базе комбинации стекол МС-23 и МС-20 [21]. Коэффициент отражения такой системы составляет около 70 % и изменяется не более чем на 3 % в спектральном диапазоне 0.4...2.0 мкм. Во всех остальных случаях селективность материала обязательно должна учитываться.

ИЗМЕРЕНИЕ ЗОННОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Основной проблемой измерения зонной характеристики является создание диффузного излучателя (ДИ) с неравномерностью яркостного поля менее 3—5 %, размерами в 1.2...1.3 раза большими размера поля зрения МСУ, обладающего достаточной для калибровки энергетической яркостью (ориентировано 20...100 Вт/(ср·м²)).

В известных системах аттестации МСУ эта задача решается двумя способами — с помощью рассеивающего экрана либо интегрирующей

сферы (фотометрического шара) с отверстием, превышающим размер входного зрачка сканера [12, 15, 29]. Преимущества рассеивающего экрана — относительно небольшие габариты и простота. Описанная в работе [29] панель имела размеры 1×0.5 м². Однако для калибровки такого экрана требуется прецизионный фотометр с точно известным полем зрения, а для обеспечения необходимой энергетической яркости нужно использовать мощные дуговые лампы.

Интегрирующая сфера обеспечивает лучшие метрологические характеристики — прежде всего более равномерное распределение личистости в выходном зрачке. Получить аналитическую зависимость распределения яркости от параметров сферы очень сложно. Но практика показала, что этот параметр тем лучше, чем больше диаметр сферы и меньше отношение размера выходного зрачка к этому диаметру. В табл. 2 приведены характеристики диффузных излучателей с интегрирующей сферой [28, 30]. Можно заметить, что отношение $D_{\text{зр.вых}}/D_{\text{сф}} = 1/4...1/6$ можно считать приемлемым как с метрологической, так и с энергетической точек зрения.

Расчет СПЭЯ ДИ также встречает ряд трудностей. Известно выражение для яркости выходного зрачка фотометрического шара [11]:

$$L_{\text{зр.вых}} = \frac{\Phi_u}{4\pi^2 R_{\text{сф}}^2} \frac{1}{1 - \rho \left(\frac{A_{\text{сф}} - A_{\text{отв}}}{A_{\text{сф}}} \right)}, \quad (4)$$

где $A_{\text{сф}}$ и $A_{\text{отв}}$ — площадь внутренней поверхности сферы и суммарная площадь отверстий.

Коэффициент отражения стенок ρ только в первом приближении может считаться неселективным. Аналитического выражения функция $\rho(\lambda)$ обычно не имеет, и ее учет довольно сложен. Как показано в работе [22], дополнительный вклад в селективность ДИ вносит также поглощение среды, заполняющей сферу, особенно при больших $D_{\text{сф}}$.

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Измерение относительной спектральной характеристики МСУ может проводиться по стандартной методике [5] с использованием неселективного фотометра сравнения. Основными проблемами является обеспечение достаточно высокой монохроматизации зондирующего излучения (граница разделена по длинам волн менее 0.01 мкм) и относительно малой погрешности (менее 3 %) при значительном уровне сигнала на ПЗС-линейке сканера.

Для диапазона $\lambda\lambda = 0.4\dots1.8$ мкм в спектральном излучателе могут использоваться двойные монохроматоры МДР-41, МДР-204 и МДР-206; причем две последние модели значительно дешевле первой. МДР-204 обеспечивает обратную линейную дисперсию 2.6 нм/мм, а МДР-206 — 4.3 нм/мм при относительном отверстии объектива 1/6 и 1/4 соответственно. Погрешность установки длины волны менее 0.5 нм.

С монохроматорами хорошо согласуются ленточные лампы типа СИРШ 6-100 и СИРШ 8.5-200 с цветовой температурой 2840 К и 3000 К соответственно. В качестве неселективных приемников в области $\lambda\lambda = 0.18\dots5.5$ мкм и с погрешностью преобразования не более 6 % можно использовать термоэлектрические приемники РТН-12 и РТН-20 с сапфировыми окнами [19].

КОМПАРАТОРЫ

Относительные методы измерений предусматривают наличие в канале сравнения высокостабильного фотоэлектрического компаратора с большим диапазоном линейности, высоким амплитудным разрешением и незначительным зонным эффектом. В качестве такого компаратора может использоваться система из фотодиода с интегрирующим элементом, подключенным к операционному усилителю [5]. Хорошими метрологическими характеристиками обладают кремниевые фотодиоды с рабочим диапазоном $\lambda\lambda = 0.2\dots1.2$ мкм [18, 19]. К их достоинствам следует отнести большой динамический диапазон и высокую стабильность. Например предел линейности фотодиода ФД-24к составляет 0.25 А в импульсном режиме и 0.02 А — в

непрерывном при темновом токе менее 1 мкА. Утомление фотодиода практически не наблюдается как в импульсном, так и в непрерывном режиме. Для измерения сигнала можно использовать вольтметр В7-34А, имеющий в диапазоне 1...10 В случайную погрешность менее 10^{-5} [1].

Серьезной проблемой является неравномерность чувствительности приемника излучения по поверхности. Среди известных методов уменьшения этой погрешности [2, 5] наиболее эффективным считается применение интегрирующей сферы из молочного стекла (например МС-20). Измеряемое излучение вводится через одно отверстие в сфере, а в другое — перпендикулярно к оптической оси — устанавливается фотодиод. Недостатком установки является значительное (до 200 раз) ослабление излучения и некоторая селективность по спектру.

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

К оптике, входящей в состав установок для измерения энергетических характеристик МСУ, предъявляются по существу те же требования, что и к оптическим элементам сканеров — минимальные потери энергии в рабочем диапазоне длин волн, минимальные искажения по полю зрения, стабильность оптических свойств во всем диапазоне изменения окружающих условий. Кроме того, для обеспечения достаточно широкого спектрального диапазона МСУ и высокой точности измерения спектральной характеристики оптическая система не должна искажать спектральный состав излучения источника. Критерием качества в этом случае может служить коэффициент использования потока ξ . В соответствии с [18] оптическая система не должна изменять коэффициент ξ более чем на 3 %:

$$1 - \frac{\int_0^\infty \varphi(\lambda) S(\lambda)^0 \tau(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \varphi(\lambda) S(\lambda)^0 d\lambda} \leq 0.03, \quad (5)$$

где $\varphi(\lambda)$ — спектральная плотность потока излучения источника; $S(\lambda)^0$ — относительная спектральная чувствительность МСУ; $\tau(\lambda)$ — относительная спектральная характеристика оптической системы.

Как показал анализ, в достаточной мере перечисленным требованиям удовлетворяет схема Гершеля. Однако для уменьшения влияния коэффициента углы падения лучей не должны превышать $5^\circ \dots 7^\circ$. При необходимости получения большей светосилы можно использовать осевые зеркальные системы, построенные по схеме Кассегрена, но общие габариты оптической части измерительной установки и ее стоимость значительно возрастают.

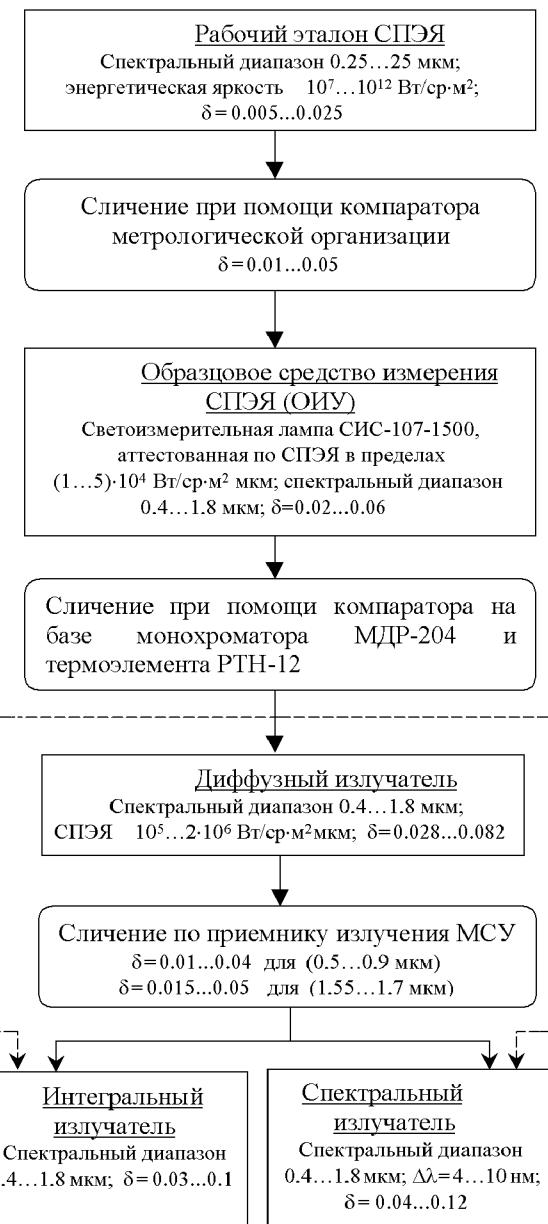
МЕТРОЛОГИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Учитывая высокие требования к точности и стабильности (повторяемости) измерения энергетических характеристик МСУ, метрологическое обеспечение аттестационной установки является весьма серьезной проблемой, осложняемой недостаточностью в Украине фотометрической базы соответствующего ранга.

Возможны два принципиально различных подхода к метрологическому обеспечению рассматриваемых измерений: сравнение с эталонным источником излучения либо использование абсолютного радиометра [3, 13, 24].

Использование абсолютного радиометра имеет ряд положительных моментов, и в ряде стран этот метод находит применение даже в государственных эталонах фотометрических величин [2, 13]. Коэффициент преобразования такого радиометра определяется с помощью специальной обмотки замещения, омический нагрев которой сравнивается термобатареей с оптической мощностью, поглощаемой в радиометре. Спектральная чувствительность оптического канала корректируется специальными (обычно жидкостными) светофильтрами [3, 13]. Основными недостатками радиометров является сложно учитываемая неэквивалентность тепловых полей при радиационном и электрическом нагреве, низкая чувствительность ($0.05 \dots 1 \text{ В/Вт}$) и высокая стоимость. Кроме этого, низкая погрешность измерения 0.3 % обеспечивается при уровнях облученности $800 \dots 1400 \text{ Вт}/\text{м}^2$, в то время как в рассматриваемой задаче эта величина существенно меньше.

Большее распространение получил метод аттестации с использованием эталонных излучателей, прежде всего ламп накаливания [7, 9, 24].



Для этой цели можно использовать различные излучатели — галогенные, ленточные, дейтериевые. Однако с учетом существующей фотометрической базы наиболее целесообразным представляется применение светоизмерительных

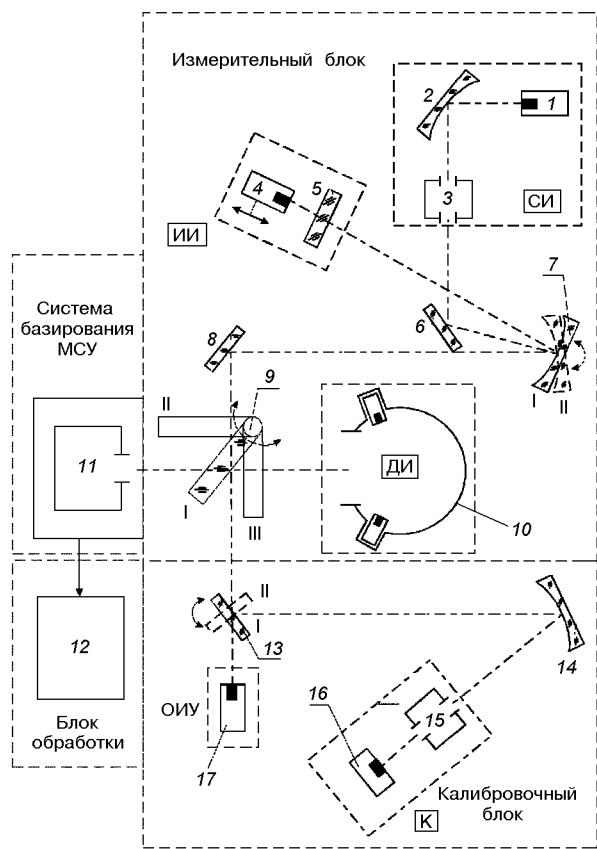


Рис. 5. Структурная схема измерительной установки: 1, 4, 17 — источники излучения; 2 — конденсор; 3, 15 — монохроматоры; 5 — рассеивающая площадка; 6, 8, 13 — плоские зеркала; 7 — объектив коллиматора; 9 — коммутирующее зеркало; 10 — диффузный излучатель; 11 — сканер; 12 — система обработки измерительной информации; 14 — фокусирующий объектив; 16 — приемник излучения; К — компаратор. Для геометрической привязки элементов схемы используются визирные лазеры (на рисунке не показаны)

ламп типа СИС, аттестованных по СПЭЯ. Их достоинством является высокая стабильность воспроизведения единицы, долговечность, простота эксплуатации, приемлемая оптическая мощность. Эти излучатели, благодаря высоким метрологическим характеристикам, используются в действующем эталоне канделяры России, а также как образцовые средства в системах переноса единицы эталона [24]. Кроме того, при использовании светоизмерительных ламп возможна дополнительная калибровка установки по силе излучения (с пересчетом на габаритную

энергетическую яркость). Хотя такой способ менее точен, его можно применять для предварительной оценки характеристик излучателей. В зависимости от точности компаратора погрешность передачи единичной СПЭЯ от ламп типа СИС может составлять 2...8 %, что вполне приемлемо. Например, погрешность передачи единицы СПЭЯ при калибровке системы ТМ спутника «Landsat» [27] и системы SPOT/HRV составила около 6.8 % [28].

В качестве вторичного эталона или образцового излучателя установки (ОИУ) можно также использовать ленточные лампы типа СИРШ, но их стабильность хуже, чем у светоизмерительных ламп, а излучаемая мощность меньше, что требует расширения динамического диапазона компаратора, и как следствие, приведет к снижению точности.

Учитывая уровни калибровочных сигналов, а также рассмотренные ранее методы измерения энергетических характеристик сканеров, для аттестации и калибровки излучателей установки можно рекомендовать поверочную схему, показанную на рис. 4. В качестве вторичного эталона установки используется ДИ. Вначале определяется чувствительность всех пикселей ПЗС-линейки при средних условиях облученности, а затем измеряется ФПС нескольких определенных пикселей во всем динамическом диапазоне. Полученные результаты с соответствующими поправками интерполируются (экстраполируются) на остальные пиксели. Перенос единиц яркости от диффузного излучателя к интегральному осуществляется, таким образом, через приемник сканера. Аналогично калибруется и спектральный излучатель. Похожие методы используются и в некоторых других установках [15, 23].

Кроме этого, предложенная схема позволяет производить перенос единицы СПЭЯ от вторичного эталона установки к интегральному и спектральному излучателям через компаратор.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Примерная схема установки, реализующей рассмотренные выше методы измерений, показана на рис. 5. Ее основные особенности:

- из-за относительно малого ресурса работы излучателей, обусловленного напряженным

Таблица 3. Типовые параметры сигналов аттестационной установки

Излучатель установки	Источник излучения			Поток излучения на входе приемника излучения, Вт	
	Тип, количество	Электрическая мощность, Вт	Нормируемый параметр и его величина	сканера	компаратора
Диффузный	KGM 30-300-2×12	300	Габаритная яркость $3.5 \cdot 10^7 \text{ кд/м}^2$	$1 \dots 1.5 \cdot 10^{-3}$	* $1 \dots 4 \cdot 10^{-5}$
Интегральный	KGM 30-300-2×1	—	—	** $10^{-8} \dots 5 \cdot 10^{-2}$	—
Спектральный	СИРШ8.5-200×1	212	—	* $5 \cdot 10^{-8} \dots 2 \cdot 10^{-7}$	* $5 \cdot 10^{-8} \dots 2 \cdot 10^{-7}$
Эталонный	СИС107-1500×1	915	Сила света 1500 кд	—	* $2.5 \cdot 10^{-7} \dots 10^{-6}$

* Монохроматический поток в полосе пропускания 4 нм (по уровню 0.5) в спектральном диапазоне 0.5—1.7 мкм

** Регулируемые пределы изменения потока в интегральном излучателе

- тепловым режимом, в состав установки входит калибровочный блок, позволяющий проводить периодическую калибровку излучателей как по ДИ, так и по ОИУ (на рис. 4 эта связь обозначена пунктирной линией);
- измерительный и калибровочный блоки функционально и конструктивно объединены, что позволяет сохранить метрологическую конфигурацию и параметры установки постоянными. При этом улучшается повторяемость измерений;
 - основные элементы измерительной схемы не перемещаются — сопряжение осуществляется через коммутирующее зеркало, что уменьшает погрешность геометрической привязки.

Режимы работы установки:

- коммутирующее зеркало 9 в положении I, плоское зеркало 13 — в положении I. ДИ подключен к компаратору — передача единичной СПЭЯ от компаратора к ДИ; плоское зеркало 13 в положении II. ОИУ подключен к компаратору — передача единицы СПЭЯ от ОИУ к компаратору;
- коммутирующее зеркало 9 в положении II. ДИ подключен к сканеру — измерение зонной характеристики;
- коммутирующее зеркало 9 в положении I, коллимирующий объектив 7 в положении I. ИИ подключен к сканеру — измерение функции передачи сигнала;
- коммутирующее зеркало 9 в положении I, коллимирующий объектив 7 в положении II. СИ подключен к сканеру — измерение спектральной характеристики;
- коммутирующее зеркало 9 в положении III, измерительный блок подключен к калибровочному. Калибровка ИИ и СИ по ОИУ.

Эквивалентные измерительные схемы, реализующие эти режимы, показаны на рис. 6.

В установке использованы фокусирующий и коллимирующий объективы с относительными отверстиями 1/6 и 1/8, фокусными расстояниями 1.4 м и 2 м соответственно. Диаметр интегрирующей сферы 1 м, диаметр выходного зрачка 0.28 м. Для питания целесообразно использовать стабилизированные по току блоки питания БП-120 ВНИИОФИ (эталонный излучатель) и МТКС-15 и МТКС-30 (ИИ и ДИ).

Типовые параметры сигналов установки, обеспечивающие измерение приведенных в табл. 1 параметров МСУ, указаны в табл. 3.

ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Суммарная погрешность измерения энергетических характеристик МСУ на рассмотренной установке содержит ошибки метрологических средств и инструментальную ошибку сканера.

При использовании рассмотренной поверочной схемы погрешности измерений отдельных характеристик МСУ составляют:

- погрешность измерения функции передачи сигнала в относительных единицах не более 2.7 % и в абсолютных единицах — 7.2 %;
- погрешность измерения относительной спектральной характеристики не более 3.6 % и в абсолютных единицах не более 7.5 %;
- погрешность измерения относительной зонной характеристики не более 1.9 %.

Определение инструментальной погрешности МСУ не входит в нашу задачу. Отметим только,

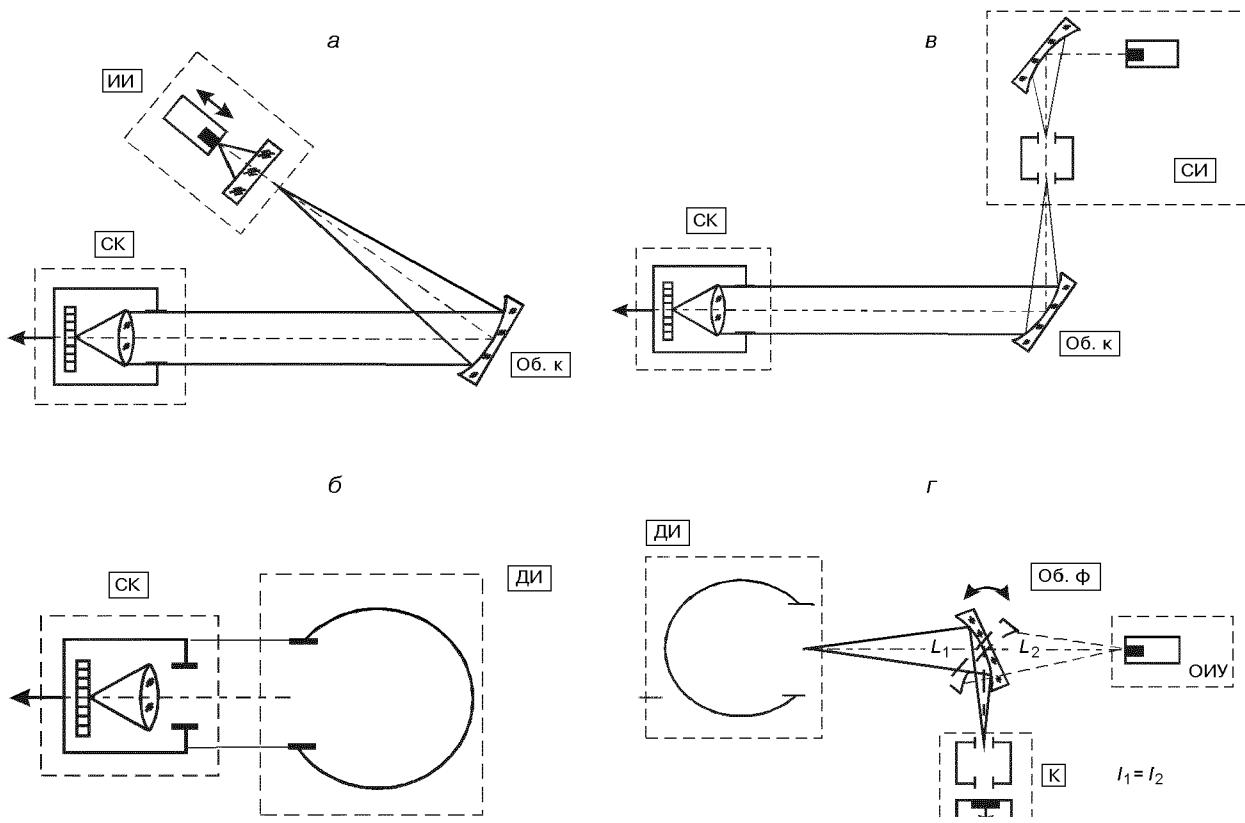


Рис. 6. Эквивалентные измерительные схемы (Об. к. — объектив коллиматора, Об. ф. — объектив фокусирующий): *а* — измерение функции передачи сигнала, *б* — измерение зонной характеристики, *в* — измерение спектральной характеристики, *г* — перенос единицы СПЭЯ от ОИУ к диффузному излучателю

что различные источники [15, 23] оценивают ее в пределах 2.9...5.4 %, а суммарную ошибку аттестации МСУ (без учета систематических погрешностей) величинами порядка 7.1 % для относительных и 11.4 % для абсолютных измерений. Предложенная установка, как видно из проведенного анализа, обеспечивает близкие результаты. Но при этом используется более простая и доступная элементная база.

Выводы

Полученные здесь результаты были положены в основу установки, разрабатываемой Государственным научно-исследовательским предприятием «Конекс» (г. Львов) совместно с кафедрой оптических и оптико-электронных приборов Национального технического университета Украины

им. Т. Г. Шевченко (КПИ). Установка предназначена для предполетной аттестации природоресурсного ИСЗ «Egyptsat-1» в рамках космической программы Украины и Арабской республики Египет.

После предварительной настройки установки будет проведено экспериментальное исследование ее метрологических характеристик, включающее предварительную аттестацию излучателей, исключение (минимизацию) систематических ошибок, оценку суммарной погрешности и разработку рабочих методик измерения в соответствии с требованиями сертификации аппаратуры спутника.

- Бирюков А. Г., Маслов В. А., Медведев В. И. Цифровой прямопоказывающий импульсный фотометр малых энергий с автоматическим выбором диапазона измерений // Импульсная фотометрия.—1981.—Вып. 7.—С. 92—95.

2. Бухштаб М. А., Максимов В. Н., Резчиков В. Н. Малогабаритные фотометры широкого применения ФПМ // Импульсная фотометрия.—1979.—Вып. 6.—С. 120—122.
3. Веревичева М. А., Саприцкий В. И., Столяревская Р. И. и др. Коррекция кремниевых фотометров-компараторов // Светотехника.—1987.—№ 6.—С. 14—16.
4. Воронков Г. Д. Ослабители оптического излучения. — Л.: Машиностроение, 1980.—280 с.
5. Воропай Е. С., Торпачев П. А. Техника фотометрии высокого амплитудного разрешения. — Минск: Университетскае, 1988.—208 с.
6. Гончаров А. К., Кондратьев Ю. М., Стоjkова В. Н. и др. Методы и средства контроля характеристик бортовой информационно-измерительной аппаратуры для изучения природных ресурсов Земли // ВНИГМИ-МЦД. — Обнинск, 1989.—66 с.
7. ГОСТ 10771-88. Лампы накаливания — светоизмерительные рабочие. Технические условия.—Введ.
8. ГОСТ 17333-80. Приборы фотоэлектронные. Методы измерения спектральной чувствительности.—Введ.
9. ГОСТ 8.195-89. Государственная поверочная схема для средств измерения спектральной плотности энергетической яркости в диапазоне длин волн 0.2—2.5 мкм, спектральной плотности силы излучения и спектральной плотности энергетической освещенности в диапазоне длин волн 0.2—2.5 мкм.—Введ.
10. ГОСТ 8.207-76. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений.
11. Гуревич М. М. Фотометрия. — Л.: Энергоатомиздат, 1983.—272 с.
12. Зюмних К. Х. Многоканальный спектрометр МСК-М: лабораторные исследования, калибровка и проверка ее сохранности в полете // Исслед. Земли из космоса.—1989.—№ 2.—С. 71—77.
13. Ивашикова Л. Ю., Ильин А. С., Павлович М. Н. и др. Абсолютный радиометр // Измерит. техника.—1987.—№ 8.—С. 23—25.
14. Ильин А. С., Весельницкий И. М., Степанов Б. М. Термоэлектрические и балометрические приемники излучения // Измерит. техника.—1985.—№ 3.—С. 74—75.
15. Киселев И. А., Коростелев А. Н., Караева М. К. и др. Контроль энергетических характеристик многозональных сканирующих устройств ИСЗ «Ресурс-01» // Исслед. Земли из космоса.—1991.—№ 2.—С. 34—43.
16. Колобров В. Г., Микитенко В. И., Михеенко Л. А. Стендова аппарата для вимірювання енергетичних характеристик оптико-електронних приладів космічного базування // Наукові вісті НТУУ «КПІ».—2003.—№ 3.—С. 98—104.
17. Космическая система «Ресурс» для исследования природных ресурсов Земли и контроля окружающей среды / Под ред. Л. И. Гузева. — М: Главкосмос, 1988.—294 с.
18. Кувалдин Э. В., Борисов В. А. Основные характеристики и методы испытаний измерительных фотодиодов // Импульсная фотометрия. — Л.: Машиностроение, 1984.—Вып. 8.—С. 71—81.
19. Мартынюк А. С. Метрологические характеристики кремниевых фотодиодов. Методы точных измерений лазерного излучения // Сб. тр. ВНИИФПРИ. — М.: 1985.—С. 55—62.
20. Машковская Т. Я., Хазанов В. С., Шкляева М. А. К метрологии белых пластинок // Светотехника.—1987.—№ 2.—С. 18—19.
21. Михайлов О. М. Неселективный отражатель из молочного стекла // Оптика и спектроскопия.—1970.—28, вып. 4.—С. 801—802.
22. Михеенко Л. А., Корняка С. О. Малогабаритна сферична кювета для експрес-аналізу газових сумішей // Вісник НТУУ КПІ.—2003.—№ 25.—С. 84—88.
23. Мухамедяров Р. Д., Глушков А. С., Михайлов А. С., Хисамов Р. Ш. Метрологическая аттестация многоспектрального сканирующего устройства высокого разрешения // Исслед. Земли из космоса.—1991.—№ 1.—С. 64—74.
24. Саприцкий В. И. Метрологическое обеспечение световых измерений // Светотехника.—1985.—№ 5.—С. 19—22.
25. Селиванов А. С., Тучин Ю. М. Оперативная система наблюдения Земли «Ресурс-01» // Исслед. Земли из космоса.—1988.—№ 3.—С. 101—106.
26. Смолко Г. П., Фаерман Г. П. Сравнительный анализ фотометрических систем ослабления света // Оптико-мех. пром-сть.—1978.—№ 1.—С. 53—59.
27. Barker J. I., Ball D. I., Leung K. C., Walker J. A. Prelaunch absolute radiometric calibration of the reflective bands of the Landsat 4 prototype thematic mapper // Proc. Landsat-4 Early Results Symp. (NASA Coddard Space Flight Center).—1979.
28. Dinguirard M., Maisonneuve J. M. Dispositif d'etalonnage sur le soleil la camera HRV du projet SPOT // Passegna Internazionale Elettronica Nucleare ed aerospaziale (Rome, Italy, marzo 7—16, 1980). — 1980.—P. 1173—1180.
29. Kastner C. I., Slater P. N. In-flight radiometric calibration of advanced // Proc. SPIE.—1982.—356.—P. 358—465.
30. Norwood V. I., Lansing J. C. Electro-optical imaging sensors // Amer. Soc. Photogrammetry.—1983.—P. 367—372.

SOME METHODS AND MEASUREMENT MEANS FOR ENERGETIC CHARACTERISTICS OF OPTOELECTRONIC EARTH REMOTE IMAGERS

L. V. Varichenko, V. G. Kolobrodov, Ya. Ye. Ladyka,
V. I. Mikitenko, L. A. Mikheenko

Some measuring methods and schematic design decisions on bench-top equipment are proposed for calibration and attestation of optoelectronic Earth remote imagers. Recommendations on structure and design of some test bench blocks are developed.

УДК 504.064.37:528.8

В. И. Волошин¹, Е. И. Бушуев¹, А. С. Левенко¹,
А. Г. Шапарь², Н. А. Емец², О. К. Тяпкин²

¹Державне підприємство «Дніпрокосмос», Дніпропетровськ

²Інститут проблем природокористування та екології Національної академії наук України, Дніпропетровськ

От оценки состояния природной среды методами дистанционного зондирования Земли к обеспечению устойчивого развития общества

Надійшла до редакції 18.07.05

Розглянуто аспект можливості забезпечення оцінки параметрів навколошнього середовища методами ДЗЗ для підтримки сталого природного балансу і розвитку соціуму при недопущенні виникнення згубних для людини генетичних змін в природі.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Человек является биологических видом в природной экосистеме, функционирует в окружающей среде, и своим существованием поддерживает равновесие в обменных процессах. Однако человек через созданный им социум вносит техногенные изменения в эти процессы для удовлетворения своих биологических и постоянно растущих социальных потребностей.

Преобразуемое человеком природное пространство тем больше требует затрат вещества и энергии на поддержание равновесного состояния, чем больше происходит вызванных им изменений. Такие изменения могут оказаться настолько существенными, что природные экосистемы деградируют и переходят на более низкий биосферный уровень (например, опустынивание плодородных почв, заболачивание), что приводит к ужесточению условий существования человека.

Основная проблема при оценке показателей и выборе стандартов качества окружающей среды заключается в определении такого уровня техногенной нагрузки на территорию, который не превысит ее способности к самовосстановлению

без участия человека либо с его помощью [3].

Природные условия на Земле определяются первичными космическими и планетарными объективными факторами, а также земными биогенными факторами: биосфера по отношению к природным средам геосфер Земли является вторичным и преобразующим их во времени фактором.

Оценка параметров состояния абиогенных составляющих земной среды и условий существования в них биотических сообществ должна осуществляться с позиций классического «энвайронментализма»: учитывается различная степень изменения их человеком в своих интересах в прошлом, настоящем и будущем [4].

Степень деградации природных сред относительно естественного их состояния, отвечающего современной стадии эволюции материального мира, необходимо оценивать с учетом:

- биоклиматических поясов и ландшафтных зон;
- антропогенного воздействия на компоненты окружающей среды;
- воздействия природных факторов со стороны космических, солнечных, планетарных физических (магнитных, гравитационных и др.) полей;

- уровней радиационного и др. излучений;
- проявления дестабилизирующих экзогенных (и эндогенных) процессов на земной поверхности и пр.

В конечном итоге оценки состояния природных сред и установившихся в них условий существования земных биотических сообществ должен вырабатываться прогноз возможных гибельных для человека генетических последствий в оперативном режиме наблюдений (режиме реального времени).

Проведение оценки состояния окружающей среды в настоящее время в Украине осуществляется на основе ранее выработанных методов, характеризующихся ведомственным подходом. Как правило, контроль состояния природы проводится в неоперативном режиме, а обобщение результатов в масштабах государства осуществляется в годовых отчетах на основе ведомственного мониторинга, функционирующего в рамках Минприроды [6]. Функции экологического мониторинга ограничены контролем показателей предельно допустимых концентраций загрязняющих веществ, (ПДК) отдельных объектов по трем геосферам — вода, воздух и почвы, что не позволяет дать масштабную оценку всех протекающих в природе процессов.

Качество окружающей среды, как один из критериев устойчивого развития общества, — это не только показатель качества компонентов неживой природы, но и способность территории как экосистемы к самовосстановлению и самозащищенности с учетом природно-климатических факторов и способности биотической составляющей поддерживать обменные процессы в устойчивом состоянии.

Компоненты окружающей неживой природы (атмосфера, литосфера, гидросфера) рассматриваются с учетом:

- уже состоявшихся в прошлом изменений для оценки степени деградации системы;
- состояния компонента в сравнении со среднепланетарным или эталонным содержанием контролируемых параметров, уровня техногенной нагрузки или изъятия ресурсов;
- природной защищенности компонента;
- опасности дальнейшей деградации всей системы.

Учитываются не только традиционное техногенное воздействие (выбросы, сбросы, изъятие

ресурсов и т. п.), но и природные неблагоприятные факторы (воздействие геофизических полей, экзогенных процессов и т. п.).

Учитывая ограниченность пространства, где сосредоточена основная масса всего живого вещества (до 95 %), границами изучаемых компонентов неживой природы являются:

- для атмосферы — приземный слой тропосферы;
- для гидросферы — первый от поверхности водоносный горизонт;
- для литосферы — почвенный покров.

Все эти среды обитания человека доступны для различных методов наблюдения и изучения, контроля и прогнозирования изменения их состояния. В настоящее время развитие земной цивилизации обусловило активное техногенное воздействие человека именно на собственную среду обитания. Значительное воздействие оказывают глобальные процессы с трансграничными переносами. По степени воздействия на окружающую природу они требуют различных временных оценок:

- оперативная оценка в режиме текущего времени для принятия немедленных решений;
- мониторинг территорий для текущего и перспективного планирования в условиях возможностей общества;
- оценка долговременных процессов и определение глобальных тенденций с выделением критических моментов.

В мировой практике есть европейский опыт создания программы INSPIRE, предназначенный для объединения пространственных данных различных систем европейских государств, прежде всего для контроля состояния окружающей среды, но в контексте управления устойчивым развитием и в экономике, и в социуме. Для такой программы используются данные дистанционного зондирования Земли на основе классификатора показателей CEOS [9]. Создается глобальная мировая система наблюдения Земли Global Earth Observation System of Systems — GEOSS [10].

Триединая задача (оперативная оценка, мониторинг территорий и оценка долговременных процессов), стоящая перед современным миром, на 80 % может быть решена самым объективным, оперативным и достоверным средством — космическим дистанционным зондированием Земли.

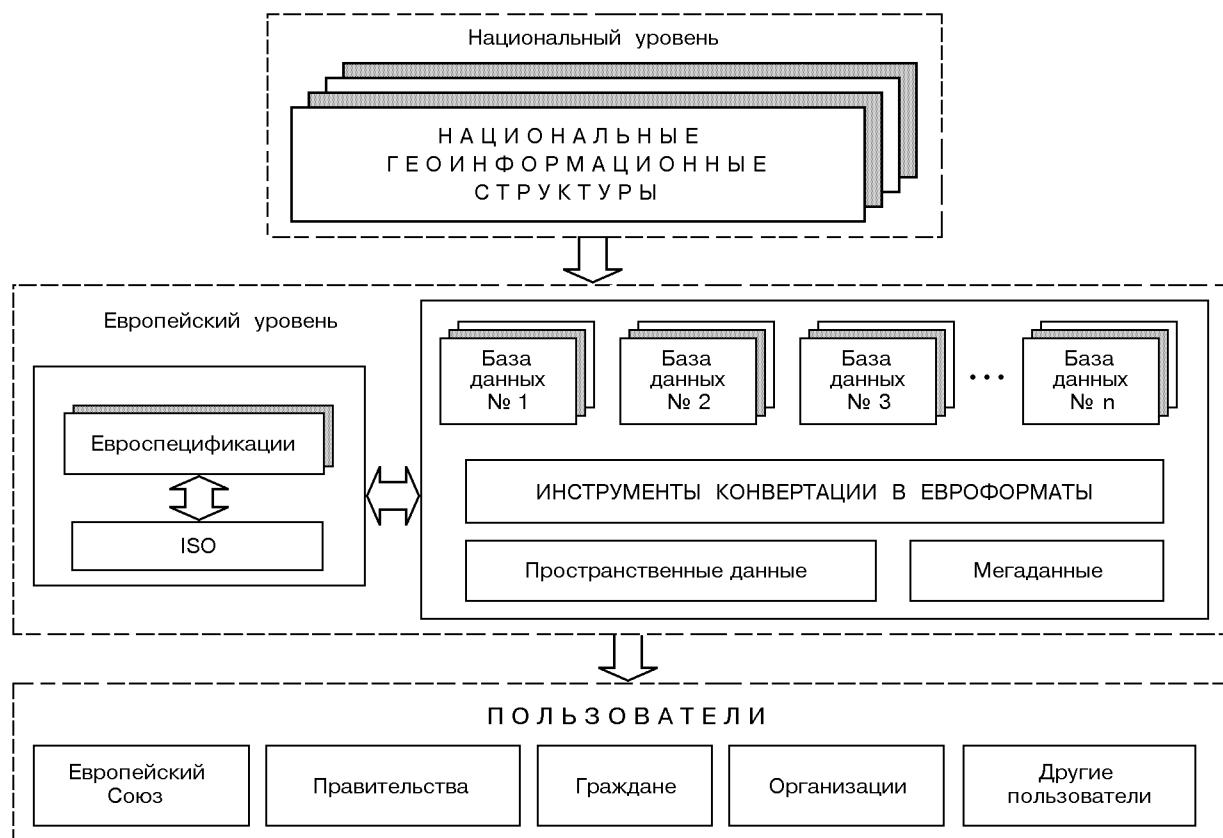


Рис. 1. Схема архитектуры INSPIRE

СИСТЕМА ОЦЕНКИ СОСТОЯНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ НА БАЗЕ ДАННЫХ ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ЗЕМЛИ

В рамках Национального космического агентства Украины государственным предприятием «Днепрокосмос» разработана концепция Космо-ГИС, направленная на обеспечение выполнения идей и принципов использование данных дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ) для мониторинга окружающей среды:

- декларированных конференцией ООН по окружающей среде (Рио-де-Жанейро, 1992 г.) и Всемирным саммитом (Йоханнесбург, 2002 г.), к которым присоединилась Украина [5];
- декларированных 10-летним планом создания глобальной «системы систем» для наблюдений Земли (GEOSS), который был одобрен на 3-м Международном саммите по наблюдению Зем-

ли (Брюссель, февраль 2005 г.) с участием Украины (Third Earth Observation Summit in Brussels, February 2005);

- определенных в проекте Европейской системы глобального мониторинга окружающей среды и обеспечения безопасности GMES [7].

Участие Украины в развитии соответствующего национального сегмента GMES является практическим шагом к евроинтеграции в части мониторинга глобальных процессов в окружающей среды.

Современные средства дистанционного зондирования обеспечивают оперативное получение данных в разных спектральных диапазонах с пространственным разрешением от десятков километров до десятков сантиметров. Наличие отечественных космических средств наблюдения, а также богатый арсенал зарубежных космических аппаратов ДЗЗ позволяют получать данные

Таблица 1. Требования к наблюдению экосистем КосмоГИС по аналогии с «системой систем» наблюдения Земли GEOSS

Экосистемы Требование к наблюдению	Уровень доступности наблюдений*		
	Управление землями, реками, побережьями	Сельское хозяйство, рыболовство, лесоводство	Контроль углеродного цикла
1. Размер и состав экосистемы			
1 Размер и местоположение экосистемы и типы ареалов	1	1	1
2 Фрагментация экосистем	2	2	2
3 Состав биоценоза	2	2	2
2. Структура и деятельность экосистемы			
1 Индекс листовой поверхности или зеленость	1	1	1
2 Океан: цвет воды и содержание хлорофилла	1	1	1
3 Архитектура и высота растительного покрова	2	2	2
4 Биомасса на единицу площади	2	2	2
5 Потоки углерода: NPP, NEE и респирация	3	3	3
6 Потоки воды: испарение	2	2	2
3. Климатические параметры, влияющие на деятельность экосистемы			
1 Максимальная и минимальная температура поверхности или около нее	1	1	
2 Приповерхностные ветры	2	2	
3 Влажность около поверхности	1	1	
4 Осадки	1	1	
5 Океанические течения и волны	2	2	
6 Солнечная радиация (полезная) и отношение ее пикового значения к среднему значению	2	2	2
4. Параметры почвы, осадочных пород и основных почвообразующих факторов			
1 Тип почвы (структура), толщина	3	3	3
2 Запас питательных веществ: азот, фосфор, питательные микроэлементы			
3 Соленость воды и почвы	2	2	2
4 Влажность почвогрунта	3	3	3
5 Оптические свойства воды	2	2	2
6 Содержание органических веществ в почве, осадочных породах и толще воды	2	2	2
5. Связанные с человеком параметры, влияющие на деятельность экосистемы			
1 Плотность населения и скорость роста (для городского и сельского населения)	1	1	
2 Интенсивность урожая (на суше и море)		1	1
3 Депонирование азота	3		3
4 Размеры прибрежных и озерных эутрофичных зон	2		
6. Режим нарушений			
1 Выхоженные области	1	1	1
2 Вспышки болезней и вредителей	3		
3 Диаграмма речного дебита	2		

* Имеются четыре уровня доступности наблюдений с учетом мировых тенденций развития ДЗЗ:

0 — наблюдения с допустимыми точностью, пространственным разрешением, разрешением по времени, своевременностью;

1 — наблюдения с минимально допустимыми точностью, пространственным разрешением, разрешением по времени, своевременностью;

2 — еще не доступны, но могут стать доступными в течение двух лет;

3 — экспериментальные; могут стать доступными в течение шести лет.

ДЗЗ на регулярной основе. В частности, в настоящее время на околоземных орбитах работают около 40 спутников наблюдения Земли, до 2012 г. их количество возрастет до 170. Это дает возможность поддерживать постоянные наблюдения более чем по 100 группам показателей окружающей среды, в том числе: 50 — атмосфера, 21 — гидросфера, 26 — литосфера.

Благодаря своему объективному характеру космическая информация используется как элемент, который дополняет, обобщает и детализирует информацию от традиционных наземных источников. Данные ДЗЗ используются в качестве главного средства для верификаций информации из разных ведомственных источников [1].

Актуальность и технико-экономическая целесообразность широкого внедрения технологий ДЗЗ хорошо осознается на мировом и европейском уровнях, которые характеризуются реализацией в первые годы XXI века амбициозных проектов GEOSS, GMES, INSPIRE (рис. 1).

КосмоГИС НКАУ в Украине создается впервые и не имеет аналогов в СНГ. Наиболее близким аналогом есть европейская система глобального мониторинга окружающей среды и обеспечения безопасности GMES и система систем GEOSS (табл. 1).

Предусматривается формирование системы показателей окружающей среды, которые могут быть получены с использованием данных ДЗЗ с целью:

- первичной тематической обработки данных ДЗЗ к определенному уровню (космокарты, ортокосмокарты, специальные тематические карты типа вегетационного индекса растительности, радиационной температуры поверхности и др.);
- тематической обработки данных ДЗЗ с использованием наземной заверочной информации (тематические карты, ГИС-проекты и др.) по заявкам пользователей;
- унификации системы показателей окружающей среды (которые определяются при помощи ДЗЗ) с европейской инфраструктурой пространственных данных (проект INSPIRE [8]).

Система показателей состояния окружающей среды на основе дистанционного зондирования Земли необходима для оценки природных процессов и управления устойчивым развитием Украины и ее регионов [2].

Для оценки состояния качества природы (рис. 2) вначале осуществляется ретроспективная оценка уязвимости ее экосистемы. Затем оценивается фактическое состояние природной среды по степени поврежденности.

В качестве нормы его пригодности для устойчивого существования территориальной экосистемы могут использоваться, например, для атмосферы — предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ, определяемых прямыми замерами и по данным ДЗЗ в части выделения зон их концентраций.

Отношение площади, где отмечено превышение этой нормы, к общей площади территории и есть характеристика поврежденности.



Рис. 2. Структура показателей качества окружающей среды

Аналогично учитывается поврежденность территории в результате воздействия:

- радиоактивности, геофизических полей и других воздействиям с учетом синергизма этих воздействий;
- применительно к почвенному покрову, кроме площадей с превышением ПДК по загрязнениям, необходимо учесть и те участки, которые заняты городскими агломерациями, промышленными объектами, а также земли, выведенны под воздействием техногенеза из сельхозоборота или ставшие непригодными для этих целей — сведения ДЗЗ по определению площадей таких территорий являются самыми достоверными.

При оценке территориальной поврежденности гидросферы учитываются:

- участки поверхностных водоемов с превышением ПДК (такие работы с оценкой загрязненности водоемов по анализу космических снимков уж проводились);
- для подземных вод, в случае превышения

ПДК загрязнителей, только участки выхода их на глубину 1,2 м и выше (глубина проникновения большинства видов сельскохозяйственных культур) — и здесь данные ДЗЗ, полученные в инфракрасном диапазоне съемки либо в результате радиолокации являются самыми точными применительно к большим территориям.

Для территориальной оценки поврежденности почв токсикантами учитываются только участки с превышением ПДК подвижных форм загрязнителей. К таким же участкам относятся и все земли, выбывшие из хозяйственного и сельскохозяйственного оборота.

Таким образом, оценивается территория с точки зрения пригодности ее для устойчивого существования экосистемы в условиях, возникших под воздействием техногенной деятельности в прошлом, с учетом данных ДЗЗ.

Следующий этап оценки — определение текущей техногенной нагрузки на территорию.

Она отражает тенденцию возможного воздействия территориальной организации хозяйственной деятельности на загрязнение окружающей среды. Она должна также учитывать текущие трансграничные переносы загрязнителей с соседних территорий — что практически невозможно сделать без контроля космическими средствами наблюдения.

Применительно к атмосфере целесообразно учесть потребление кислорода на технологические цели как изъятие ресурса и дополнитель-

ную нагрузку на окружающую среду. Для гидросферы это будет водоотведение и водопотребление, а для литосферы — текущее изъятие и выбытие земель из природного и сельскохозяйственного оборота. Полученная таким образом оценка текущего вредного воздействия на качество окружающей среды должна быть скорректирована путем уменьшения этого воздействия за счет природной и техногенной защищенности ее компонентов.

На последнем этапе производится оценка защищенности окружающей среды.

Для атмосферы — это:

- способность к очищению (разбавлению, выносу) от загрязнителей за счет метеорологических и рельефных условий (по анализу данных ДЗЗ);
- поглощение токсикантов растительностью и выработкой ими кислорода (определение площадей и видов растительности проводится по информации со спутников ДЗЗ);
- ввода новых мощностей по очистке выбросов стационарных и нестационарных техногенных источников.

Для гидросферы это:

- наличие возможностей для разбавления сбросов;
- способность фитопланктона и высших растений к поглощению и переработке токсикантов (концентрация фитопланктона определяется ДЗЗ);

Таблица 2. Унифицированная измерительная шкала для оценок показателей системы и принятия управлеченческих решений

Состояние	Диапазон оценок	Признаки принятия управлеченческих решений		
		Срочность принятия решения	Радикальность изменений	Виды управлеченческих решений
Эталонное	1.0—0.8	ограничений во времени принятия решений не существует	естественные незначительные изменения	периодический контроль ситуации
Благоприятное	0.8—0.6	время принятия решений контролируется	умеренные изменения	нормирующие решения
Удовлетворительное	0.6—0.4	ограничения во времени принятия решений значительные	значительные изменения	тактические регулирующие решения
Угрожающее	0.4—0.2	критическое ограничение во времени принятия решений	существенные изменения	плановые изменения тактики и стратегические регулирующие решения
Критическое	0.2—0.0	неотложные действия с мобилизацией всех ресурсов	принципиальные (тотальные) изменения	плановые изменения стратегии

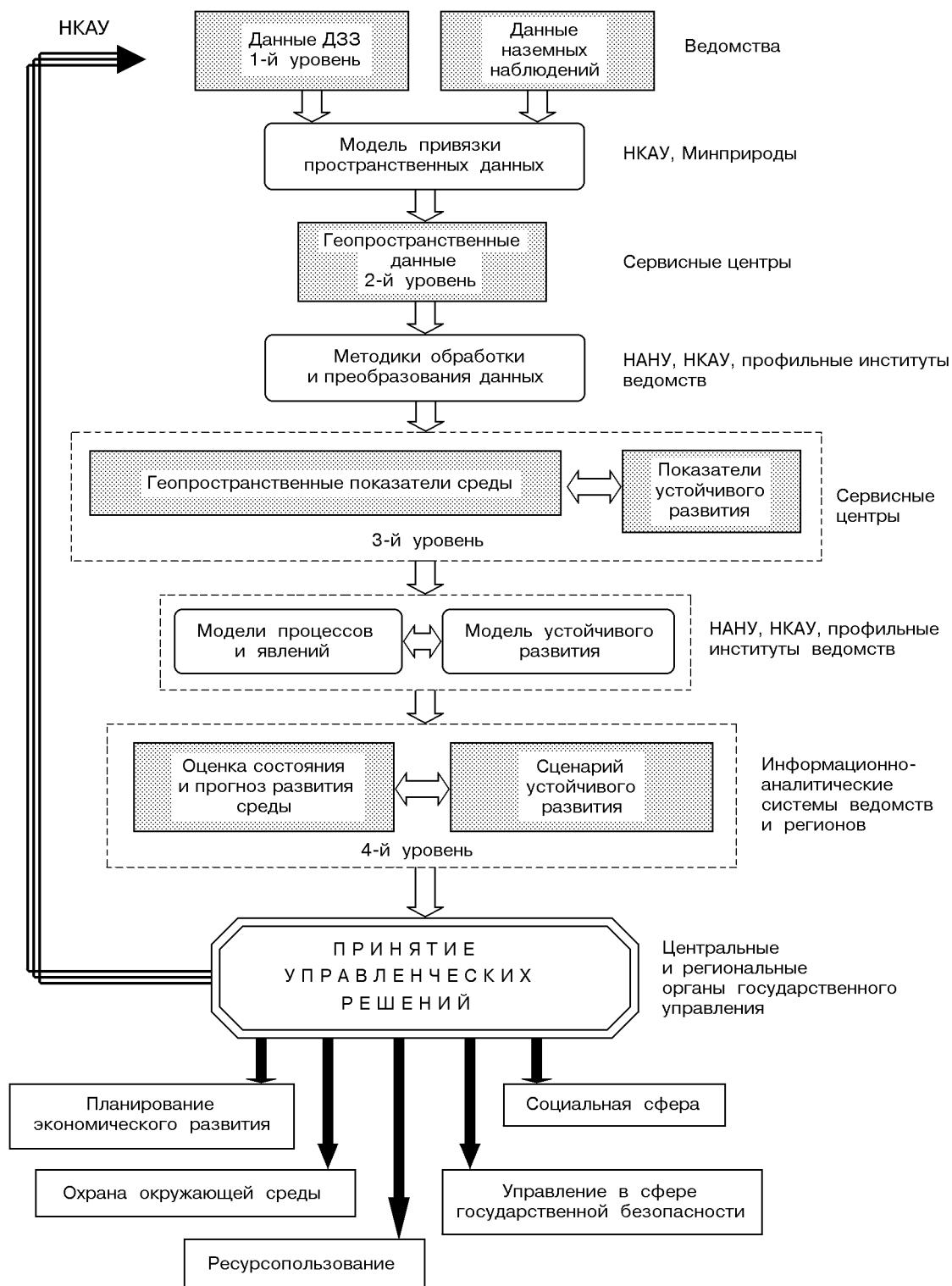


Рис. 3. Национальная инфраструктура пространственных данных для управления устойчивым развитием

- низкие фильтрационные характеристики и наличие водоупоров в почвах;
- очистка техногенных сбросов.

Для почв это:

- наличие условий для естественного или искусственного накопления органики или ее заменителей и предотвращения эрозии;
- способность почв к локализации токсикантов;
- залесенность территории и наличие заказников и заповедников как банка сохранения видового разнообразия экосистем территории для поддержания равновесного состояния и возможного расширения ареала их обитания (площади определяются ДЗЗ);
- проведение мероприятий по восстановлению нарушенных земель и очистке почв для снижения их поврежденности (контроль осуществляется методами ДЗЗ).

Сопоставление текущего техногенного воздействия на компоненты окружающей среды с их защищенностью может служить критерием для определения резерва емкости среды обитания для дальнейшего наращивания объема хозяйственной деятельности.

В случае отсутствия резерва — для выбора приоритетных направлений реструктуризации техногенной деятельности, а также для осуществления первоочередных мероприятий по преодолению кризисной ситуации в окружающей природной среде территории.

Такой подход к оценке качества среды обитания человека позволяет отразить влияние:

- интенсивности и времени техногенного загружения;
- природно-климатических условий;
- взаимодействия и роли отдельных компонентов среды;
- особенностей массопереноса в различных средах с учетом их защищенности;
- получить объективную общую оценку и найти возможные механизмы влияния на складывающуюся ситуацию для выбора управленческих решений по ее изменению.

Одновременно с оценкой пораженности территории производится и определение ее общей загрязненности токсикантами, включая и неподвижные формы, представляется возможность прогнозировать потенциальную опасность территории с учетом поднятия уровня подземных вод и растворения токсикантов в почве.

Рассмотренная система оценок базируется на методе экспертных определений диапазона значений:

- параметров;
- границ и допустимых их отклонений;
- эталонных объектов.

Необходимо ввести дополнительно оперативные и информативные показатели биоиндикации состояния окружающей среды с применением данных ДЗЗ.

Рассмотренный подход к оценке качества жизни и окружающей среды позволяет перейти к практическим действиям по разработке стратегии устойчивого развития любого региона и выбора кратчайших путей по достижению требуемых показателей.

При этом предварительным ориентиром может служить унифицированная измерительная шкала для оценки показателей системы и принятия управленческих решений, разработанная Институтом проблем природопользования и экологии НАН Украины (табл. 2).

ВЫВОДЫ

Космические данные дистанционного зондирования Земли можно эффективно использовать в качестве инструмента оценки состояния окружающей среды при внедрении работоспособной структуры, для функционирования которой не потребуется создание дополнительных ведомств, организаций, предприятий (рис. 3) — национальной инфраструктуры пространственных данных для управления устойчивым развитием Украины.

Предлагается структура в виде системы с обратной связью, предусматривающая:

- получение данных ДЗЗ в рамках НКА Украины (1-й уровень);
- получение наземных данных ведомствами;
- привязка данных к пространственной модели (НКАУ и Минприроды);
- формирование геопространственных данных сервисными центрами (2-й уровень);
- обработка и преобразование данных по методикам НАНУ, НКАУ и профильных институтов ведомств;
- формирование геопространственных показателей среды, в которых до 80 % используют-

- ся данные ДЗЗ, и взаимосвязанных с ними показателей устойчивого развития Украины и ее регионов (3-й уровень);
- оценка состояния и прогноз развития окружающей среды и формирование сценария устойчивого развития Украины информационно-аналитическими системами ведомств и регионов;
 - принятие управлеченческих решений центральными и региональными органами государственного управления, включая — сферу государственной безопасности, планирование экономического развития, социальную сферу, охрану окружающей среды и контроль рационального использования природных ресурсов.

В перспективе такая система может быть адаптирована к внедряемым в настоящее время глобальным системам (INSPIRE, GEOSS) и позволит планировать развитие Украины в сообществе государств на основе достигнутых мировых показателей.

1. Волошин В. И., Бушев Е. И., Федоров О. П. и др. Принципы построения и функционирования системы геоинформационного космического обеспечения // Космічна наука і технологія.—2004.—10, № 5/6.—С. 184—187.
2. Закон України «Про Загальнодержавну (Національну) космічну програму України на 2003—2007 роки» № 203-IV від 24.10.2002 р.
3. Методические подходы к выбору стратегии устойчивого развития территории / Под науч. ред. А. Г. Шапаря. — Днепропетровск: ИППЭ НАН Украины, 1996.—Т. 1.—162 с.; Т. 2.—170 с.

4. Методичні підходи до вибору та обґрунтування критеріїв і показників сталого розвитку різних ландшафтних регіонів України / Під наук. ред. А. Г. Шапара. — Дніпропетровськ: ІППЕ НАН України, 1999.—88 с.
5. Программа действий. Повестка дня на XXI век и другие документы конференции в Рио-де-Жанейро в популярном изложении. — Женева: Центр «За наше общее будущее», 1993.—70 с.
6. Постанова КМУ № 391 від 30.03.1998 р. «Про затвердження положення про державну систему моніторингу довкілля».
7. Building an Information Capacity for Environmental Protection and Security. A contribution to the initial period of the GMES Action Plan (2002—2003). European Comission, Directorate-General for Research Sustainable development, global change and ecosystems. EUR 211109.
8. INSPIRE — work programme Preparatory Phase 2005—2006. Final draft. 05-07-2004 Publisher ESTAT-JRC-ENV.
9. The 2002 CEOS Handbook. ESA, 2002.
10. GEOSS Draft GEOSS 10-year implementation plan - Draft technical blueprint reference document IPTT 201-1. 25 August 2004.

FROM ASSESSMENT OF ENVIRONMENT STATE USING METHODS OF THE EARTH REMOTE SENSING TOWARDS ENSURING SUSTAINABLE DEVELOPMENT OF SOCIETY

V. I. Voloshyn, E. I. Bushuev, A. S. Levenko,
A. G. Shapar, N. A. Yemets, O. K. Tyapkin

We consider the possibility to ensure environment parameters assessment using the Earth remote sensing methods for support of stable natural balance and development of society while not admitting origination of genetic changes in the nature that are destructive for people.

УДК 528.831.1

С. А. Станкевич

Центр аерокосмічних досліджень Землі ІГН НАН України, Київ

**Імовірнісно-частотна
еквівалентної
багатоспектральних** **оцінка
просторової
аерокосмічних** **розрізненості
знімків**

Надійшла до редакції 05.08.05

На основі імовірнісного підходу обґрунтовано порядок обчислення еквівалентної просторової розрізненості та еквівалентної оптичної передавальної функції багатоспектральних аерокосмічних знімків, які описують передавальні властивості багатоспектральних іконічних систем у термінах просторово-частотного аналізу. Вирішено задачу об'єктивного і зрозумілого оцінювання багатоспектральних зображень, яке відповідає загальноприйнятим моделям та міжнародним стандартам.

Просторово-частотні методи є потужним, зручним та широко розповсюдженім інструментом аналізу і оцінювання іконічних систем дистанційного зондування Землі (ДЗЗ), який практично застосовується вже декілька десятиріч [5].

Тракт проходження оптичного сигналу (починаючи від об'єкта випромінювання, середовища між об'єктом та іконічною системою аж до перетворення сигналу до зображення) подається складеним з окремих послідовно з'єднаних оптичних ланок. Система перетворює розподіл оптичного випромінювання в площині об'єкта $E_0(x)$ до розподілу у площині зображень $E(x)$.

Передавальні властивості ланки описуються сигналом на її виході при подачі деякого стандартного сигналу спеціального вигляду на вхід. Найбільш розповсюденою є імпульсна передавальна функція $h(x)$ — реакція системи на одиничний вхідний імпульс — δ -функцію, причому

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x) dx = 1. \quad (1)$$

При аналізі іконічних систем $h(x)$ носить назву функції розсіювання точки (ФРТ) і описує розподіл оптичного сигналу в зображенні ідеальної точки, утвореному іконічною системою. Повний оптичний сигнал у зображенні визначається імпульсною передавальною функцією через інтеграл-згортку:

$$E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(x - \xi) h(\xi) d\xi = E_0(x) \otimes h(x). \quad (2)$$

Якщо оптичні сигнали $E(x)$ описані просторово-частотними спектрами

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(x) \exp(-2\pi i \nu x) dx, \quad (3)$$

де ν — просторова частота, то передавальні властивості іконічних систем характеризуються їхніми оптичними передавальними функціями (ОПФ). Оптична передавальна функція $H(\nu)$ визначається як відношення комплексного просторово-частотного спектру $S(\nu)$ сигналу на виході системи до комплексного просторово-час-

тотного спектру $S_0(\nu)$ сигналу на вході:

$$H(\nu) = \frac{S(\nu)}{S_0(\nu)}. \quad (4)$$

Оскільки розподіл оптичного сигналу в зображенні описується інтегралом-згорткою (2), то між оптичною передавальною функцією $H(\nu)$ та функцією розсіювання точки $h(x)$ є однозначний взаємозв'язок: ОПФ і ФРТ одержуються один з одного прямим і зворотним перетворенням Фур'є:

$$H(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x) \exp(-2\pi i \nu x) dx, \quad (5)$$

$$h(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} H(\nu) \exp(2\pi i \nu x) d\nu. \quad (6)$$

З виразу (4) випливає, що просторово-частотний спектр зображення (3) знаходиться як добуток просторово-частотного спектру вхідного оптичного сигналу $E_0(\nu)$ і оптичної передавальної функції системи $H(\nu)$. При послідовному з'єднанні декількох передавальних ланок їхня спільні ОПФ визначається співвідношенням

$$H(\nu) = \prod_{j=1}^m H_j(\nu), \quad (7)$$

що суттєво полегшує аналіз іконічної системи цілком.

Але класичні просторово-частотні методи мають серйозні недоліки, які особливо чітко проявилися при введенні до експлуатації новітніх авіаційних та космічних систем ДЗЗ. По-перше, вони важко пристосовуються до аналізу багатоспектральних та гіперспектральних (десятки та сотні спектральних каналів) іконічних систем, яких зараз в ДЗЗ переважна більшість. Застосування багатовимірного перетворення Фур'є не вирішує проблеми, тому що не зводить оцінку системи до загальноприйнятого зрозумілого універсального показника, а просто переводить проблему багатовимірності у просторово-частотну область. Таким універсальним показником тривалий час була просторова розрізненість, але її застосування до багатовимірних іконічних систем зазнає певних труднощів, на практиці вживаються багато емпіричних методів злиття багатоспектральних зображень [7]. Роздільне оцінювання ОПФ окремих спектральних каналів

іконічних систем неефективне, оскільки не враховує взаємних зв'язків між зображеннями в каналах. По-друге, для визначення просторової розрізненості іконічної системи, окрім її ОПФ, додатково потрібна модель приведених шумів у системі, яка виражається функцією порогового контрасту [3]. Причому визначення моделі шумів ще не гарантує достовірності її впливу на результати виявлення корисного сигналу. Потрете, повсюдне впровадження іконічних систем ДЗЗ із дискретними багатоелементними фотоприймачами призводить до специфічних ефектів візуалізації та оброблення саме цифрових аерокосмічних знімків, що пов'язані з растеризацією зображень [1]. Особливо вказані ефекти заважають експериментальному визначенняю ОПФ за цифровими аерокосмічними знімками. Загальною рисою всіх перелічених недоліків є статистичний характер процесів, що відбуваються в іконічній системі.

Подолати названі труднощі повністю або частково можна, якщо повернутися до первинної мети оцінювання просторової розрізненості іконічних систем, а саме — до виявлення об'єктів за знімками. Необхідно відзначити, що сам феномен розмиття зображення ідеальної точки в реальній іконічній системі тісно пов'язаний з оптичними аберраціями, девіаціями реестрування фотонів напівпровідниковими фотоприймачами та передаванням фотоелектронів мікроелектронними трактами, тобто з квантово-механічними, а значить, з принципово імовірнісними ефектами. В цьому контексті ФРТ слід розглядати як розподіл квантів в точці зображення, причому їхня кількість швидко зменшується від центра до країв. Якщо вважати початкову кількість квантів фіксованою та достатньо великою, ФРТ набуває сенсу густини просторового розподілу імовірності оптичного сигналу у вихідному зображені іконічної системи $f(x)$:

$$f(x) = c \cdot h(x), \quad (8)$$

де

$$c = \text{const} = \frac{1}{\int_{-\infty}^{+\infty} h(x) dx}$$

— нормувальний множник, який дорівнює 1, якщо застосувати втратами енергії сигналу або підсиленням.

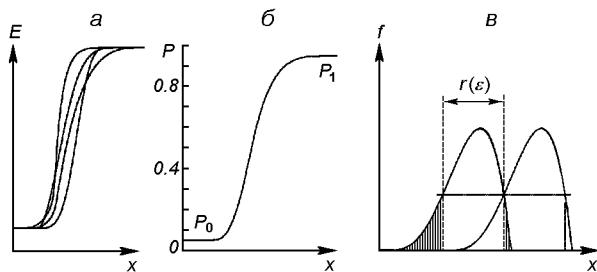


Рис. 1. Багатовимірна (а) та імовірнісна (б) перехідна характеристика багатоспектрального аерокосмічного знімка; v — густини розподілу імовірності в точці знімка і визначення імовірності правильного розділення ФРТ іконічної системи

З вищесказаного витікає суто імовірнісний характер виявлення об'єктів на аерокосмічних знімках, який практично не враховується класичним апаратом просторово-частотного аналізу, що розмиває поняття просторової розрізненості та примушує дослідників додатково заливати інші імовірнісні моделі виявлення об'єктів на зображеннях, подібні до формули Живичина [2].

Зараз використання статистичних методів обробки цифрових аерокосмічних зображень при оцінюванні просторової розрізненості здається досить перспективним, але більшість відомих підходів пов'язано з розділенням радіометричних полів, тобто не є уніфікованими. Разом з тим бажано не втрачати цінні напрацювання, які одержано у рамках просторово-частотного аналізу іконічних систем. Для одновимірних панхроматичних зображень використовується імовірнісне перетворення, яке обчислює для кожної точки зображення імовірність безпомилкового розділення верхнього та нижнього б'єфів перехідної характеристики, що відображає ідеальний детермінований стрибок сигналу між сегментами вздовж обраного напрямку [8]. Імовірнісне перетворення в неявній формі враховує вплив на якість зображення привнесених шумів. Імовірнісне перетворення легко узагальнюється на багатовимірні гіперспектральні знімки шляхом оцінювання імовірності за багатовимірними розподілами густини імовірності.

Нехай на багатоспектральному аерокосмічному знімку за допомогою імовірнісного перетворення з достовірністю $1 - \varepsilon$, де ε — імовірність



Рис. 2. Визначення просторової розрізненості іконічної системи

помилки, або іншим способом виділено багатовимірну перехідну характеристику вздовж визначеного напрямку [4], як показано на рис. 1, а.

Якщо вздовж цього напрямку обчислити розподіл імовірності по просторовій координаті будь-якого з б'єфів — нижнього P_0 чи верхнього P_1 , одержимо одновимірну імовірнісну перехідну характеристику (рис. 1, б).

Просторова похідна $f(x) = \partial P / \partial x$ цієї функції (рис. 1, в) є густиною розподілу імовірності в точці зображення (8).

Повертаючись до фізичного сенсу виразу (8), з відомими припущеннями можна вважати одержану функцію $f(x)$ описом еквівалентної ФРТ багатоспектрального аерокосмічного знімка, причому еквівалентність забезпечується саме з точки зору прикінцевої мети оцінювання — виявлення елементарних об'єктів на зображенні.

Таким чином, імовірнісний підхід дозволяє згорнути багатовимірну ФРТ іконічної системи ДЗЗ до еквівалентної одновимірної без втрати інформативності та наочності одержуваних оцінок. Подальше застосування перетворення Фур'є (5) до еквівалентної ФРТ дозволяє визначити еквівалентну ОПФ іконічної системи і далі використовувати всі відомі методи просторово-частотного аналізу — обчислення функції передавання модуляції (ФПМ), оцінювання просторової розрізненості, синтез іконічних систем, інверсне фільтрування, злиття окремих зональних зображень різної розрізненості, тощо.

Крім того, просторову розрізненість іконічної системи можливо оцінити безпосередньо за еквівалентною ФРТ, якщо звернутися до класично-го визначення розрізнювальної здатності: це величина, зворотна до мінімальної відстані між двома точками зображення, які ще сприймаються як окремі. За Релеем така відстань визначається між максимумом сигналу в ФРТ та першим дифракційним мінімумом. Але реальна

ФРТ іконічних систем в цілому завжди відрізняється від дифракційної внаслідок дуже багатьох факторів. І тут універсальним показником якості розділення точок залишається імовірність. Якщо дві ідентичні ФРТ зміщені одна відносно одної на відстань r , імовірність помилки ε може бути знайдено як

$$\varepsilon(r) = \int_{x \notin f^{-1}(r)} f(x) dx, \quad (9)$$

що ілюструється рис. 1, в.

Коли мова йде лише про оцінювання еквівалентної просторової розрізненості, вказаний спосіб дозволяє виключити з оброблення багатоспектральних аерокосмічних зображень перехід до частотної області, а також визначення порогового контрасту, що ілюструється рис. 2.

Імовірнісний підхід чітко висвітлює факт залежності еквівалентної просторової розрізненості багатоспектральних зображень від вхідної моделі об'єкта спостереження. Змінюється об'єкт або ансамбль об'єктів — змінюється еквівалентна розрізненість. На практиці це веде до необхідності оцінювати еквівалентну просторову розрізненість іконічних систем ДЗЗ не взагалі, а для вирішення типових тематичних задач, для яких систему призначено.

Викладений метод оцінки еквівалентної просторової розрізненості є актуальним внаслідок все ширшого застосування багато- і гіперспектральних аерокосмічних знімків для картування та інших задач ДЗЗ, де потрібна висока точність і об'єктивність вимірювань. Одержання еквівалентної ОПФ дозволяє повніше та теоретично обґрунтовано оцінювати передавальні властивості гіперспектральних іконічних систем при забезпеченні відповідності існуючим міжнародним стандартам просторово-частотного аналізу [6]. Всі описані процедури легко формалізуються та можуть бути впроваджені при розробці алгоритмічного і програмного забезпе-

чення технологій обробки гіперспектральних аерокосмічних знімків в Україні.

1. Моссов С. П., Станкевич С. А. Обмеження функції передавання модуляції фотоприймального растроу // Тр. Академії.—2004.—Вип. 57.—С. 92—102.
2. Станкевич С. А. Уточнення відомої емпіричної формули оцінки імовірності правильного дешифрування об'єктів на аерокосмічному зображенні // Праці наук. центру Повітряних Сил Збройних Сил України.—2005.—Вип. 8.—С. 265—269.
3. Станкевич С. А. Статистичний підхід до визначення порогової модуляції цифрових аерокосмічних зображень // Космічна наука і технологія.—2005.—№ 3/4.—С. 81—84.
4. Станкевич С. А., Шкляр С. В. Удосконалений алгоритм визначення переходної функції на цифровому аерокосмічному зображенні // Ученые записки Таврійского нац. ун-та им. В. И. Вернадского.—2005.—18 (57), № 2.—С. 97—102.
5. Фрізер Х. Фотографическая регистрация информации: Пер. с нем. — М.: Мир, 1978.—670 с.
6. Optical Transfer Function — Definitions and Mathematical Relationships. — Geneva: Publ. Standard, 1995.—25 p.—(ISO 9334).
7. Price J. C. Combining Multispectral Data of Different Spatial Resolution // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing.—1999.—37, N 3.—P. 1199—1203.
8. Popov M. A., Stankevich S. A. About Restoration of the Scanning Images Received Onboard a Sich-1M Space Vehicle by Inverse Filtering Method // Proc. of the 31st International Symp. on Remote Sensing of Environment. — Saint Petersburg: ISPRS, 2005.—P. 488—490.

PROBABILISTIC-FREQUENCY EVALUATION OF EQUIVALENT SPATIAL RESOLUTION FOR MULTISPECTRAL AEROSPACE IMAGES

S. A. Stankevich

A procedure for calculation of the equivalent spatial resolution and equivalent optical transfer function for multispectral aerospace images is justified on the basis of probabilistic approach. They describe transfer properties of multispectral imaging systems in terms of the spatially-frequency analysis. The problem of the objective and interpretable evaluation of the multispectral images is solved according to commonly accepted models and international standards.

УДК 681.511.22

А. В. Новиков, В. А. Яценко

Державне конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля, Дніпропетровськ

Новый подход к проблеме стохастической оптимизации линейных динамических систем с параметрическими неопределенностями

Надійшла до редакції 10.06.05

Пропонується новий підхід до розв'язування ряду задач оптимізації лінійних динамічних систем з параметричними невизначеностями різного типу. Він заснований на застосуванні формалізму тензорного аналізу для побудови моделі параметричної невизначеності. В рамках запропонованого підходу розглядаються задачі прогнозування і обробки даних, оптимального стохастичного управління та ін. Ефективність запропонованих рішень ілюструється результатами числового моделювання.

Большинству процессов управления и/или многошаговых процедур принятия решений в технических, экономических, биологических и т. д. системах свойственны различные неопределенности. Эти неопределенности не позволяют точно оценить влияние всех факторов и использовать теорию детерминированных систем. Неопределенности, присущие как самой исследуемой системе, так и системе измерений (наблюдений), во многих случаях могут быть представлены в виде стохастических процессов, и для анализа таких систем и синтеза управлений применимы методы стохастической оптимизации.

Целью настоящей работы является изложение нового подхода к решению задач стохастической оптимизации для линейных динамических систем (ЛДС) с параметрической неопределенностью (ПН). Эти решения обладают теоретической прозрачностью и вычислительной эффективностью. С использованием предлагаемых моделей ПН можно с высокой степенью точности описать следующие процессы и явления:

- разброс значений параметров в производственной серии;

- изменение значений параметров в процессе эксплуатации системы;
- воздействие на параметры трудно прогнозируемых и/или случайных факторов;
- ошибки линеаризации модели системы.

Большинство методов стохастической оптимизации систем с ПН используют отображение состояний и неточно известных параметров системы в некоторое пространство расширенного состояния. Однако в этом случае математическая модель ЛДС трансформируется в нелинейную систему, что существенно затрудняет получение аналитических решений и проведение их анализа. Как следствие, широко применяемые в настоящее время адаптивные методы синтеза систем управления (например, построенные на базе нейронных сетей или нечетких систем) используют в своем составе «идентификатор», с помощью которого оцениваются неизвестные параметры объекта управления, и собственно схема управления, спроектированная на основе гипотезы о «достоверной эквивалентности». При этом предполагается, что оценки параметров совпадают с их истинными значениями [16, 17]. Как будет далее показано, использование дан-

ной эвристики для рассматриваемого случая ЛДС с ПН приводит к существенному снижению эффективности проектируемых систем.

Для сохранения описываемой моделью ЛДС метода (структурьи) взаимодействия состояний системы и ее параметров предлагается использовать иной подход. Основная идея предлагаемого подхода заключается в использовании формализма тензорного исчисления для построения математического описания статистических характеристик ПН ЛДС. Поскольку для описания неточно известных параметров ЛДС обычно используются случайные матрицы, то необходимо определить их статистические характеристики, а именно математическое ожидание и второй центральный момент. По аналогии с общеизвестными определениями многомерного статистического анализа (математическое ожидание случайного вектора — вектор, второй центральный момент — матрица) математическим ожиданием случайной матрицы является матрица, а второй центральный момент предлагается описывать математическим объектом с четырьмя индексами, или тензором.

Эта идея рассматривается в начале работы. Вводятся определения тензоров, которые являются вторым центральным моментом случайной квадратной матрицы (случайного тензора ранга 2) и ковариацией случайных вектора и квадратной матрицы. Далее, поскольку тензорный анализ не оперирует с математическими объектами, аналогичным прямоугольным матрицам, вводится понятие дуального тензора, или тензора, определенного в двух различных метрических пространствах. Вводятся определения случайного дуального тензора, его математического ожидания и второго центрального момента, ковариации случайных вектора и дуального тензора, а также ковариации случайных обычного и дуального тензоров.

К сожалению, объем журнальной статьи не дает возможности привести полный вывод решений для рассматриваемых в рамках предлагаемого подхода задач. Поэтому далее приводятся только сводки формул для следующих задач:

- прогнозирование состояний в линейных динамических системах с параметрической неопределенностью;
- обработка измерений в линейных динамических системах с параметрической неопреде-

ленностью (проблемы фильтрации и идентификации);

- оптимальное стохастическое управление в линейных динамических системах с параметрической неопределенностью.

Работа завершается описанием результатов проведенного численного моделирования предлагаемых алгоритмов обработки измерительных данных и законов оптимального управления.

ТЕНЗОРНАЯ МОДЕЛЬ СТАТИСТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ЛИНЕЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В рамках настоящего рассмотрения под линейными динамическими системами (ЛДС) будут пониматься математические объекты, описываемые с помощью системы дискретных уравнений

$$x(k+1) = F(k)x(k) + G(k)u(k) + w(k), \quad (1)$$

$$z(k) = H(k)x(k) + v(k), \quad (2)$$

где $x(k) \in R_x^N$ — вектор состояний системы; $u(k) \in R_u^M$ — вектор управляющих воздействий; $F(k)$ и $G(k)$ — матрицы неточно известных параметров системы соответствующих размерностей; $w(k) \in R_x^N$ — вектор входного шума; $z(k) \in R_z^L$ — вектор измерений (наблюдений); $H(k)$ — матрица параметров системы соответствующей размерности; $v(k) \in R_z^L$ — вектор помехи измерений. Шумы $w(k)$ и $v(k)$ полагаются некоррелированными белыми нормальными случайными процессами с нулевым математическим ожиданием и $\text{var}(w(k)) = Q(k)$, $\text{var}(v(k)) = R(k)$, где $Q(k)$ — положительно полуопределенная и $R(k)$ — положительно определенная симметрическая матрицы, k — время.

Везде далее будет предполагаться, что совокупность оценок состояний системы и ее неточно известных параметров $\{x(\cdot), F(\cdot), G(\cdot)\}$ распределена по нормальному закону. Известно, что нормальное распределение набора случайных величин однозначно определяется математическим ожиданием и вторым центральным моментом (ковариационной матрицей) этого набора. Поэтому, задав математические объекты, однозначно определяющие математическое ожидание и второй центральный момент случайной

совокупности $\{x(\cdot), F(\cdot), G(\cdot)\}$, мы тем самым задаем нормальное распределение этой совокупности.

Как уже упоминалось, предлагаемый подход основан на использовании аппарата тензорного анализа [2, 11] для построения статистического описания характеристик ПН. Ниже будут введены формальные определения набора математических объектов, описывающих математическое ожидание и второй центральный момент $\{x(\cdot), F(\cdot), G(\cdot)\}$.

Пусть задано евклидово пространство R_x^N , $x(\cdot) \in R_x^N$ с метрическим тензором $g_{ij} = \delta_{ij}$ (ассоциированный тензор $g^{ij} = \delta^{ij}$). Полученные далее соотношения верны и для однородных метрик, т. е. для случая $g_{ij}(x) = g_{ij}$ ($g^{ij}(x) = g^{ij}$).

Введем следующие определения.

Определение 1. Случайным вектором $x(\cdot)$ (ковектором) называется вектор (ковектор), элементами которого являются случайные величины.

Определение 2. Вектор (ковектор) $\bar{x}(\cdot)$ является математическим ожиданием случайного вектора (ковектора) $x(\cdot)$, если их компоненты связаны соотношением

$$\bar{x}^i(\cdot) = M\{x^i(\cdot)\},$$

$$\bar{x}_i(\cdot) = M\{x_i(\cdot)\}.$$

Определение 3. Матрица $\alpha(\cdot)$ (тензор ранга 2, типа $(1, 1)$) называется ковариационной матрицей случайного вектора $x(\cdot)$, если их компоненты связаны соотношением

$$\begin{aligned} \alpha_j^i(\cdot) &= \text{var}\{x^i(\cdot)\} = \\ &= M\{(x^i(\cdot) - \bar{x}^i(\cdot))g_{jk}(x^k(\cdot) - \bar{x}^k(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Для ковектора $x_j(\cdot)$ ковариационная матрица $\tilde{\alpha}(\cdot)$ определяется как

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_j^i(\cdot) &= \text{var}\{x_j(\cdot)\} = \\ &= M\{(x_j(\cdot) - \bar{x}_j(\cdot))g_{ik}(x_k(\cdot) - \bar{x}_k(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Очевидно, что выполняется равенство $\alpha(\cdot) = \tilde{\alpha}(\cdot)$.

Определение 4. Случайной матрицей (тензор ранга 2, типа $(1, 1)$) называется матрица (тензор ранга 2, типа $(1, 1)$), элементы которой являются случайными величинами. При этом не обязательно все элементы матрицы являются случайными величинами, предлагаемый подход

включает и случай, когда часть параметров модели системы известна точно априори, т. е. когда совокупность параметров системы подчиняется вырожденному нормальному распределению.

Определение 5. Матрица $\bar{F}(\cdot)$ (тензор ранга 2, типа $(1, 1)$) называется математическим ожиданием случайной матрицы $F(\cdot)$, если их элементы связаны соотношением

$$\bar{F}_j^i(\cdot) = M\{F_j^i(\cdot)\}.$$

Пусть в пространстве R_x^N определена случайная матрица $F(\cdot)$ с математическим ожиданием $\bar{F}(\cdot)$ (тензоры ранга 2, типа $(1, 1)$ соответственно) и случайный вектор $x(\cdot)$ с математическим ожиданием $\bar{x}(\cdot)$ (тензоры ранга 1, типа $(1, 0)$ соответственно).

Приведенные пять определений носят формальный характер, и в сущности являются известными определениями теории вероятностей, сформулированными в терминах тензорного анализа.

Определение 6. Вторым центральным моментом случайной матрицы $F(\cdot)$ (случайного тензора ранга 2 и типа $(1, 1)$) является тензор $\beta(\cdot)$ ранга 4 типа $(2, 2)$, компоненты которого задаются соотношением

$$\begin{aligned} \beta_{kl}^{ij}(\cdot) &= [\text{var}(F(\cdot))]_{kl}^{ij} = \\ &= M\{(F_k^i(\cdot) - \bar{F}_k^i(\cdot))g_{ml}g^{nj}(F_n^m(\cdot) - \bar{F}_n^m(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Определение 7. Первым смешанным центральным моментом случайной матрицы $F(\cdot)$ и случайного вектора $x(\cdot)$ называется тензор $\varphi(\cdot)$ ранга 3 типа $(1, 2)$, компоненты которого задаются соотношением

$$\begin{aligned} \varphi_{jk}^i(\cdot) &= [\text{cov}(F(\cdot), x(\cdot))]_{jk}^i = \\ &= M\{(F_j^i(\cdot) - \bar{F}_j^i(\cdot))g_{mk}(x^m(\cdot) - \bar{x}^m(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Определение 8. Первым смешанным центральным моментом случайного вектора $x(\cdot)$ и случайной матрицы $F(\cdot)$ называется тензор $\bar{\varphi}(\cdot)$ ранга 3 типа $(2, 1)$ компоненты которого задаются соотношением

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_k^{ij}(\cdot) &= [\text{cov}(x(\cdot), F(\cdot))]_k^{ij} = \\ &= M\{(x^i(\cdot) - \bar{x}^i(\cdot))g_{mk}g^{nj}(F_n^m(\cdot) - \bar{F}_n^m(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Нетрудно видеть, что тензоры $\varphi(\cdot)$ и $\bar{\varphi}(\cdot)$ связаны уравнением $\varphi_{jk}^i(\cdot) = g^{ij}g_{km}g_{jn}\bar{\varphi}_l^{mn}(\cdot)$.

Тензорный анализ не оперирует с математическими объектами, аналогичными прямоугольным матрицам. Этот факт обуславливает необходимость введения следующих понятий.

Пусть заданы два римановы пространства: пространство R_x^N , $x(\cdot) \in R_x^N$ и пространство R_u^M , $u(\cdot) \in R_u^M$ с метрическими тензорами g_{ij} и h_{ij} соответственно (ассоциированные тензоры g^{ij} и h^{ij}). Математический объект $x(\cdot)$, являющийся вектором пространства R_x^N , относительно пространства R_u^M можно рассматривать как некий скаляр, поскольку $x(\cdot)$ не изменяется при допустимых преобразованиях этого пространства. И наоборот, математический объект $u(\cdot)$, являющийся вектором пространства R_u^M , относительно пространства R_x^N можно также рассматривать как некий скаляр. Пусть векторы $x(\cdot)$ и $u(\cdot)$ связаны соотношением $x(\cdot) = G(\cdot)u(\cdot)$, где $G(\cdot)$ — прямоугольная матрица соответствующей размерности. Тогда при всех допустимых преобразованиях T_x и T_u пространств R_x^N и R_u^M выполняется соотношение

$$T_x x(\cdot) = T_x G(\cdot) T_u^{-1} T_u u(\cdot).$$

Из этого следует, что прямоугольную матрицу $G(\cdot)$ можно рассматривать как некоторый дуальный математический объект, который представляет собой вектор относительно пространства R_x^N (тензор ранга 1, типа $(1, 0)$), а относительно пространства R_u^M является некоторым ковектором (тензором ранга 1, типа $(0, 1)$).

Дальнейшее рассмотрение приведет к необходимости введения дуальных тензоров более сложной структуры, для определения которых будут использоваться следующие обозначения: дуальный тензор ранга (n_x, n_u) типа $((k_x, l_x), (k_u, l_u))$, где n_x и (k_x, l_x) ранг и тип тензора относительно пространства R_x^N , а n_u и (k_u, l_u) — ранг и тип тензора относительно пространства R_u^M .

Тогда можно ввести формальные определения — аналоги определений 4—8 — для случайных дуальных тензоров.

Определение 9. Прямоугольная матрица $G(\cdot)$ (дуальный тензор пространств R_x^N и R_u^M ранга $(1, 1)$ типа $((1, 0), (0, 1))$) называется случайной,

если ее элементы являются случайными величинами.

Определение 10. Прямоугольная матрица $\bar{G}(\cdot)$ (дуальный тензор пространств R_x^N и R_u^M ранга $(1, 1)$ типа $((1, 0), (0, 1))$) называется математическим ожиданием случайной прямоугольной матрицы $G(\cdot)$, если их элементы связаны соотношением

$$\bar{G}_j^i(\cdot) = M\{G_j^i(\cdot)\}.$$

Определение 11. Второй центральный момент случайного дуального тензора $G(\cdot)$ пространств R_x^N и R_u^M ранга $(1, 1)$ типа $((1, 0), (0, 1))$ определяется как дуальный тензор ранга $(2, 2)$ типа $((1, 1), (1, 1))$, компоненты которого определяются соотношением

$$\begin{aligned} \gamma_{kl}^{ij}(\cdot) &= \{\text{var}(G(\cdot))\}_{kl}^{ij} = \\ &= M\{(G_k^i(\cdot) - \bar{G}_k^i(\cdot))g_{lm}h^{jn}(G_n^m(\cdot) - \bar{G}_n^m(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Определение 12. Первый смешанный центральный момент случайного дуального тензора $G(\cdot)$ и случайного вектора $x(\cdot)$ является дуальный тензор $\psi(\cdot)$ ранга $(2, 1)$ типа $((1, 1), (0, 1))$, компоненты которого определяются соотношением

$$\begin{aligned} \psi_{jk}^i(\cdot) &= \{\text{cov}(G(\cdot), x(\cdot))\}_{jk}^i = \\ &= M\{(G_j^i(\cdot) - \bar{G}_j^i(\cdot))g_{mk}(x^m(\cdot) - \bar{x}^m(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Определение 13. Первый смешанный центральный момент случайного вектора $x(\cdot)$ и случайного дуального тензора $G(\cdot)$ будет называться дуальный тензор $\bar{\psi}(\cdot)$ ранга $(2, 1)$ типа $((1, 1), (1, 0))$, компоненты которого определяются соотношением

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_k^{ij}(\cdot) &= \{\text{cov}(x(\cdot), G(\cdot))\}_k^{ij} = \\ &= M\{(x^i(\cdot) - \bar{x}^i(\cdot))g_{mk}h^{nj}(G_n^m(\cdot) - \bar{G}_n^m(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Можно показать, что, как и для случая квадратных матриц, дуальные тензоры $\psi(\cdot)$ и $\bar{\psi}(\cdot)$ связаны соотношением $\psi_{jk}^i(\cdot) = g^{il}h_{jn}g_{km}\bar{\psi}_l^{mn}(\cdot)$.

Определение 14. Первый смешанный центральный момент случайных квадратной и прямоугольной матриц $F(\cdot)$ и $G(\cdot)$ определяется соотношением

$$\begin{aligned} \nu_{kl}^{ij}(\cdot) &= \{\text{cov}(F(\cdot), G(\cdot))\}_{kl}^{ij} = \\ &= M\{(F_k^i(\cdot) - \bar{F}_k^i(\cdot))g_{ml}h^{nj}(G_n^m(\cdot) - \bar{G}_n^m(\cdot))\}. \end{aligned}$$

Из этого определения следует, что $\nu(\cdot)$ является дуальным тензором ранга (3, 1) типа ((1, 2), (1, 0)).

Аналогичным способом можно определить первый смешанный центральный момент прямоугольной и квадратной матриц $\bar{\nu}(\cdot)$, который будет дуальным тензором ранга (3, 1) типа ((2, 1), (0, 1)).

Таким образом, введены определения для всех математических ожиданий, первых смешанных и вторых центральных моментов элементов случайной совокупности $\{x(\cdot), F(\cdot), G(\cdot)\}$. При этом важен сам факт, что совокупность $P(\cdot) = \{\bar{x}(\cdot), \bar{F}(\cdot), \bar{G}(\cdot), \alpha(\cdot), \beta(\cdot), \gamma(\cdot), \nu(\cdot), \varphi(\cdot), \psi(\cdot)\}$ однозначно определяет нормальное распределение случайной совокупности $\{x(\cdot), F(\cdot), G(\cdot)\}$. Здесь и далее используются обозначения

$$\begin{aligned}\bar{x}(\cdot) &= M\{x(\cdot)\}, & \bar{F}(\cdot) &= M\{F(\cdot)\}, \\ \bar{G}(\cdot) &= M\{G(\cdot)\}, & \alpha(\cdot) &= \text{var}\{x(\cdot)\}, \\ \beta(\cdot) &= \text{var}\{F(\cdot)\}, & \gamma(\cdot) &= \text{var}\{G(\cdot)\}, \\ \nu(\cdot) &= \text{cov}\{F(\cdot), G(\cdot)\}, \\ \varphi(\cdot) &= \text{cov}\{F(\cdot), x(\cdot)\}, \\ \psi(\cdot) &= \text{cov}\{G(\cdot), x(\cdot)\}.\end{aligned}$$

При проведении дальнейших выкладок в уравнениях могут появиться следующие обозначения для сопряженных смешанных моментов:

$$\begin{aligned}\bar{\nu}(\cdot) &= \text{cov}\{G(\cdot), F(\cdot)\}, \\ \bar{\varphi}(\cdot) &= \text{cov}\{x(\cdot), F(\cdot)\}, \\ \bar{\psi}(\cdot) &= \text{cov}\{x(\cdot), G(\cdot)\}.\end{aligned}$$

Следует отметить, что введенные математические объекты (тензоры, дуальные тензоры), обладают свойством инвариантности относительно группы допустимых преобразований пространств R_x^N и R_u^M . Из этого следует, что корректные уравнения, составленные с использованием введенных математических объектов, будут также обладать свойством инвариантности относительно группы допустимых преобразований этих пространств.

В рамках проводимого рассмотрения предполагается, что матрица параметров $H(\cdot)$ известна точно — это предположение правомерно для многих приложений. При необходимости можно обобщить рассмотрение и для случая неопределенности

ленности в элементах матрицы $H(\cdot)$. В этом случае потребуется введение понятия «тройственного» тензора, или тензора, определенного уже в трех пространствах R_x , R_u и R_z . При этом должны быть определены соответствующие случайные тензоры и их математические ожидания, вторые центральные моменты и все необходимые ковариации, т. е. определено полное статистическое описание случайной совокупности $\{x(\cdot), F(\cdot), G(\cdot), H(\cdot)\}$. Далее можно получить требуемые соотношения для систем с такого рода ПН.

В дальнейшем будут рассматриваться два типа параметрической неопределенности — устранимая и неустранимая.

Неустранимая ПН характеризуется воздействием на параметры системы трудно прогнозируемых и/или случайных факторов, которые могут быть описаны с помощью математической модели флюктуаций или случайных блужданий. В этом случае параметры системы можно представить в виде выборок из некоторых случайных процессов типа белого шума, характеризуемыми известными априори набором математических ожиданий, дисперсий и коэффициентов корреляций, т. е. совокупностью $\{F(\cdot), \bar{G}(\cdot), \beta(\cdot), \gamma(\cdot), \nu(\cdot)\}$; при этом предполагается, что оценки состояний системы и ее параметров являются некоррелированными величинами. Поэтому при выводе соотношений в качестве информационного состояния ЛДС с неустранимой ПН была использована совокупность вида $P_i(\cdot) = \{\bar{x}(\cdot), \alpha(\cdot)\}$.

Под устранимой ПН будет пониматься неопределенность, которую можно уменьшить путем проведения экспериментальной отработки системы, т. е. путем проведения испытаний и соответствующей обработки их результатов. Этот тип ПН характеризует априорное незнание точных значений параметров системы. Это требует учета того факта, что параметры системы имеют вполне определенные стационарные значения, что можно описать с помощью системы уравнений

$$\begin{aligned}F(k+1) &= F(k), \\ G(k+1) &= G(k).\end{aligned}$$

Для статистического описания ЛДС с устранимой ПН будет использоваться информационное состояние $P_R(\cdot) = \{\bar{x}(\cdot), \bar{F}(\cdot), \bar{G}(\cdot), \alpha(\cdot), \beta(\cdot), \gamma(\cdot), \nu(\cdot), \varphi(\cdot), \psi(\cdot)\}$. При этом в обоих моделях

ПН предполагается, что параметры системы $\{F(k), G(k)\}$ и шумы $w(k)$ и $v(k)$ являются некоррелированными величинами.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОСТОЯНИЙ ЛИНЕЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ С ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬЮ

Компоненты прогнозируемого информационного состояния линейных динамических систем с неустранимой параметрической неопределенностью

$$P_i(k+1|k) = \{\bar{x}(k+1|k), \alpha(k+1|k)\}$$

задается соотношениями

$$\bar{x}(k+1|k) = M\{x(k+1|P_i(k)\} =$$

$$= \bar{F}(k)\bar{x}(k) + \bar{G}(k)u(k),$$

$$\alpha(k+1|k) = \text{var}(x(k) | P_i(k)) =$$

$$= \bar{F}(k)\alpha(k)\bar{F}^T(k) + Q(k) + A + A^T +$$

$$+ \{\beta_{lj}^{ik}(k)(\alpha_k^l(k) + \bar{x}_k^l(k)\bar{x}_l(k)) + \gamma_{lj}^{ik}(k)u_l^l(k)u_k(k)\},$$

$$A = \{\nu_{lj}^{ik}(k)\bar{x}_l^i(k)u_k(k)\}.$$

Здесь и далее для сокращения объема формул наряду с тензорными обозначениями используется и матричная форма записи. При этом используется контекстная форма — если основная запись формулы использует тензорные обозначения, то фигурные скобки выделяют ее часть, записанную в матричной форме. И наоборот — если основная запись формулы выполнена с использованием матричных обозначений, то фигурные скобки выделяют ее часть, записанную в тензорной форме. В отдельных случаях может использоваться вложенная форма этого правила, например, для обозначения операции транспонирования матрицы.

После проведения громоздких, но сравнительно несложных выкладок можно получить следующие соотношения для составляющих информационного состояния ЛДС с устранимой ПН:

$$\bar{x}(k+1|k) = M\{x(k+1) | P_R(k)\} =$$

$$= \bar{F}(k)\bar{x}(k) + \bar{G}(k)u(k) + \{\varphi_{jk}^i(k)g^{ik}\},$$

$$\bar{F}(k+1|k) = M[\bar{F}(k+1) | P_R(k)] = \bar{F}(k),$$

$$\bar{G}(k+1|k) = M[\bar{G}(k+1) | P_R(k)] = \bar{G}(k),$$

$$\alpha(k+1|k) = \text{var}(x(k+1) | P_R(k)) =$$

$$= \bar{F}(k)\alpha(k)\bar{F}^T(k) + Q(k) + A + A^T +$$

$$+ \{\beta_{lj}^{ik}(k)(\alpha_k^l(k) + \bar{x}_k^l(k)\bar{x}_l(k)) +$$

$$+ \gamma_{lj}^{ik}(k)u_l^l(k)u_k(k) + \varphi_{kl}^i(k)\bar{\varphi}_j^{kl}(k)\},$$

$$\beta_{jk}^{il}(k+1|k) =$$

$$= \{\text{var}(F(k+1) | P_R(k)\}_{jk}^{il} = \beta_{jk}^{il}(k),$$

$$\gamma_{jl}^{ik}(k+1|k) =$$

$$= \{\text{var}(G(k+1) | P_R(k)\}_{jl}^{ik} = \gamma_{jl}^{ik}(k),$$

$$\nu_{jl}^{ik}(k+1|k) =$$

$$= \{\text{cov}(F(k+1), G(k+1) | P_R(k)\}_{jl}^{ik} = \nu_{jl}^{ik}(k),$$

$$\varphi_{jk}^i(k+1|k) =$$

$$= \{\text{cov}(F(k+1), x(k+1) | P_R(k)\}_{jk}^i =$$

$$= [\bar{F}^T(k)]_k^l \varphi_{jl}^i(k) + \beta_{jk}^{il}(k)\bar{x}_l(k) + \nu_{jk}^{il}(k)u_l(k),$$

$$\psi_{jk}^i(k+1|k) =$$

$$= \{\text{cov}(G(k+1), x(k+1) | P_R(k)\}_{jk}^i =$$

$$= [\bar{F}^T(k)]_k^l \psi_{jl}^i(k) + \bar{\nu}_{jk}^{il}(k)\bar{x}_l(k) + \gamma_{jk}^{il}(k)u_l(k).$$

Здесь использовались обозначения

$$\bar{x}_i(k) = g_{ij}\bar{x}_j(k), \quad u_i(k) = h_{ij}u_j(k)$$

(данные обозначения будут использоваться и в дальнейшем), и

$$A = \{\nu_{lj}^{ik}(k)\bar{x}_l^i(k)u_k(k) + \bar{F}_k^i(k)\bar{\varphi}_j^{kl}(k)\bar{x}_l(k) +$$

$$+ \bar{F}_k^i(k)\bar{\varphi}_j^{kl}(k)u_l(k)\}.$$

Нетрудно заметить, что приведенные выше соотношения для ковариационной матрицы состояний $\alpha(k+1|k)$ по своей форме совпадают с аналогичным соотношением для прогноза фильтра Калмана — отличие заключается в появлении дополнительных членов, пропорциональных второму центральному моменту параметров системы, т. е. $\{\beta(\cdot), \gamma(\cdot), \nu(\cdot)\}$. Это может иметь принципиальное значение, поскольку тензор $\beta(k)$ является положительно полуопределенным (это положение использует матричные анало-

гии), то даже в случае $\bar{x}(k) = 0$, $u(k) = 0$ и устойчивой матрицы $F(k)$ уравнение для прогноза оценки $\alpha(k+1|k)$ может быть неустойчивым, и игнорирование фактора ПН может привести к существенным смещениям прогнозируемых оценок.

ОБРАБОТКА ИЗМЕРЕНИЙ В ЛИНЕЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬЮ

Для составляющих информационного состояния

$$P_l(k+1|k+1) = P_l(k+1|k, z(k+1))$$

выполняются соотношения, в точности совпадающие с уравнениями фильтра Калмана

$$\bar{x}(k+1|k+1) =$$

$$\bar{x}(k+1|k) + \alpha(k+1|k)B(k+1),$$

$$\alpha(k+1|k+1) =$$

$$\alpha(k+1|k) - \alpha(k+1|k)A(k+1)\alpha(k+1|k).$$

Компоненты информационного состояния $P_R(k+1|k+1)$ задаются соотношениями

$$\bar{x}(k+1|k+1) =$$

$$= \bar{x}(k+1|k) + \alpha(k+1|k)B(k+1),$$

$$\bar{F}_j^l(k+1|k+1) =$$

$$= \bar{F}_j^l(k+1|k) + \varphi_{jk}^l(k+1|k)B^k(k+1),$$

$$\bar{G}_j^l(k+1|k+1) =$$

$$= \bar{G}_j^l(k+1|k) + \psi_{jk}^l(k+1|k)B^k(k+1),$$

$$\alpha(k+1|k+1) =$$

$$= \alpha(k+1|k) - \alpha(k+1|k)A(k+1)\alpha(k+1|k),$$

$$\beta_{jl}^{ik}(k+1|k+1) = \beta_{jl}^{ik}(k+1|k) -$$

$$- \varphi_{jm}^i(k+1|k)A_n^m(k+1)\varphi_l^{nk}(k+1|k),$$

$$\gamma_{jl}^{ik}(k+1|k+1) = \gamma_{jl}^{ik}(k+1|k) -$$

$$- \psi_{jm}^i(k+1|k)A_n^m(k+1)\psi_l^{nk}(k+1|k),$$

$$\nu_{jl}^{ik}(k+1|k+1) = \nu_{jl}^{ik}(k+1|k) -$$

$$- \varphi_{jm}^i(k+1|k)A_n^m(k+1)\psi_l^{nk}(k+1|k),$$

$$\begin{aligned} \varphi_{jk}^i(k+1|k+1) &= \varphi_{jk}^i(k+1|k) - \\ &- \varphi_{jm}^i(k+1|k)A_n^m(k+1)[\alpha^T(k+1|k)]_k^n, \\ \psi_{jk}^i(k+1|k+1) &= \psi_{jk}^i(k+1|k) - \\ &- \psi_{jm}^i(k+1|k)A_n^m(k+1)[\alpha^T(k+1|k)]_k^n. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} A(k+1) &= \\ &= H^T(k+1)(H(k+1)\alpha(k+1|k)H^T(k+1) + \\ &\quad + R(k+1))^{-1}H(k+1), \\ B(k+1) &= \\ &= H^T(k+1)(H(k+1)\alpha(k+1|k)H^T(k+1) + \\ &\quad + R(k+1))^{-1}(z(k+1) - H(k+1)\bar{x}(k+1|k)). \end{aligned}$$

ОПТИМИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЙ В ЛИНЕЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ С ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬЮ

Пусть качество функционирования системы (стоимость управления) задается квадратичным функционалом

$$J(U_0^{N-1}) = \frac{1}{2} M \times$$

$$\times \left\{ \sum_{k=0}^{N-1} (x(k+1)^T A(k+1)x(k+1) + u^T(k)B(k)u(k)) \right\},$$

где $A(\cdot)$ — положительно полуопределенная и $B(\cdot)$ — положительно определенная матрицы соответствующих размерностей.

Задача заключается в определении траектории управлений $\tilde{U}_0^{N-1} = \{\tilde{u}(0), \dots, \tilde{u}(N-1)\}$, минимизирующих функционал (3) на системе уравнений (1), (2).

Для решения этого класса задач была использована процедура, по своей сути являющаяся разновидностью метода инвариантного погружения [6]. В методе инвариантного погружения вместо решения исходной задачи рассматривается другая, более общая задача. При этом отыскиваемое решение оказывается погруженным в решение рассматриваемой общей задачи, которое в ряде случаев можно достаточно легко получить.

**ОПТИМАЛЬНОЕ СТОХАСТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ
ЛИНЕЙНЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ
С НЕУСТРАНИМОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ
НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬЮ**

Оптимальные управление отыскивались с использованием метода стохастического динамического программирования [2—4, 11], который для рассматриваемого случая можно записать в виде

$$J^*(k) = \min_{u(k)} M \left\{ \frac{1}{2} (x(k+1)^T A(k+1) x(k+1) + u^T(k) B(k) u(k)) + J^*(k+1) + P_1(k) \right\},$$

где решение начинается с рассмотрения следующей задачи минимизации:

$$J^*(N-1) = \min_{u(N-1)} M \left\{ \frac{1}{2} (x(N)^T A(N) x(N) + u^T(N-1) B(N-1) u(N-1)) + P_1(N-1) \right\}.$$

Для этой задачи было получено следующее решение. Оптимальное управление задается соотношениями

$$\begin{aligned} \tilde{u}(k) &= -C(k)\bar{x}(k+k), \\ C(k) &= T^{-1}(k)\tilde{C}(k), \\ T(k) &= \bar{G}^T(k)A(k+1+k+1)\bar{G}(k) + \\ &+ B(k) + \left\{ \gamma_{jl}^{ki}(k)(A_k^l(k+1+k+1) + K_k^l(k+1+k+1)) \right\}, \\ \tilde{C}(k) &= \bar{G}^T(k)A(k+1+k+1)\bar{F}(k) + \\ &+ \left\{ \nu_{jl}^{ki}(k)(A_k^l(k+1+k+1) + K_k^l(k+1+k+1)) \right\}. \end{aligned}$$

При этих управлениях функционал имел следующую воспроизводящую форму:

$$\begin{aligned} V(k) &= \frac{1}{2} \left\{ M(x(k+1)^T A(k+1+k+1) x(k+1) + \right. \\ &\quad \left. + u^T(k) B(k) u(k)) + P_1(k) \right\} + \\ &+ \text{Sp}K(k+1+k+1)\Delta\alpha(k+1+k) + J_0^*(k+1), \\ J_0^*(N) &= 0. \end{aligned}$$

Для $A(k+k)$ и $K(k+k)$ выполняются обратные рекуррентные соотношения

$$\begin{aligned} A(k+k) &= \bar{F}^T(k)A(k+1+k+1)\bar{F}(k) + \\ &+ \left[\beta_{jl}^{ki}(k)(A_k^l(k+1+k+1) + K_k^l(k+1+k+1)) \right] \\ &- C^T(k)T(k)C(k) + A(k), \\ A(N+N) &= A(N), \\ K(k+k+1) &= \bar{F}^T(k)K(k+1+k+1)\bar{F}(k) + \\ &+ C^T(k)T(k)C(k), \\ K(k+k) &= D^T(k)K(k+k+1)D(k), \\ K(N+N) &= 0. \end{aligned}$$

Для средней стоимости этих оптимальных управлений верна формула

$$\begin{aligned} \bar{J}_0^*(0) &= \frac{1}{2} [\bar{x}^T(0)A(0+1)\bar{x}(0) + \text{Sp}A(0+0)\alpha(0) + \\ &+ \sum_{i=0}^{N-1} [\text{Sp}A(i+1+i+1)Q(i) + \\ &+ C^T(i)T(i)C(i)\alpha^*(i+i)]]. \end{aligned}$$

В приведенных выше соотношениях $\alpha^*(k+k)$ — траектория ковариационной матрицы состояний системы с точно известными параметрами при $F(k) = \bar{F}(k)$ и $G(k) = \bar{G}(k)$, $k = 0, \dots, N-1$. Траектория $\alpha^*(k+k)$ и траектория прогноза $\alpha^*(k+k-1)$ определяли номинальные траектории по отношению к траекториям ковариационных матриц $\alpha(k+k)$ и $\alpha(k+k-1)$. Матрица $\Delta\alpha(k+k) = \alpha(k+k) - \alpha^*(k+k)$ задавала вариацию $\alpha(k+k)$ относительно номинальной траектории $\alpha^*(k+k)$. Матрица $D(k)$ задается соотношением

$$\begin{aligned} D(k) &= \alpha^*(k+k)(\alpha^*(k+k-1))^{-1} = \\ &= (I + \alpha^*(k+k-1)H^T(k)R^{-1}(k)H(k))^{-1}. \end{aligned}$$

Легко видеть, что полученное решение по своей форме очень похоже на известные соотношения для достоверно эквивалентного закона управления. Уравнения для оптимальных управлений при уменьшении степени параметрической неопределенности (т. е. при $\Theta(k) = \{\beta(k), \gamma(k), \nu(k)\} \rightarrow 0$) стремятся к аналогичным соотношениям достоверно эквивалентного закона управления. Основным отличием являются необходимость рекурсивного решения не одного уравнения Риккати для $A(k+k)$, а совместное

решение двух уравнений типа Риккати для $A(k+k)$ и $K(k+k)$. Появление дополнительного уравнения типа Риккати в явной форме описывает «предосторожность» полученных управлений.

ОПТИМАЛЬНОЕ СТОХАСТИЧЕСКОЕ УПРАВЛЕНИЕ ЛИНЕЙНЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ С УСТРАНИМОЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬЮ

Как и в случае ЛДС с неустранимой ПН, оптимальные управления отыскивались с использованием метода стохастического динамического программирования. При этом для оптимальных управлений были получены следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \tilde{u}(k) &= -C(k)\bar{x}(k+k), \\ C(k) &= T^{-1}(k)\tilde{C}(k), \\ T(k) &= \bar{G}^T(0)A(k+1+k+1)\bar{G}(0) + B(k) + \\ &+ \left\{ \gamma_{jl}^{ki}(0)(A_k^l(k+1+k+1) + K_k^l(k+1+k+1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda(k+1)}{L} S_k^l(k+1)) \right\}, \\ \tilde{C}(k) &= \bar{G}^T(0)A(k+1+k+1)\bar{F}(0) + \\ &+ \left\{ \nu_{jl}^{ki}(0)(A_k^l(k+1+k+1) + K_k^l(k+1+k+1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda(k+1)}{L} S_k^l(k+1)) \right\}, \\ S(k+1) &= \\ &= H^T(k+1)(H(k+1)\alpha^*(k+1+k)H^T(k+1) + \\ &\quad + R(k+1))^{-1}H(k+1), \\ A(k+k) &= \bar{F}^T(0)A(k+1+k+1)\bar{F}(0) + \\ &+ \left\{ \beta_{jl}^{ki}(k)(A_k^l(k+1+k+1) + K_k^l(k+1+k+1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda(k+1)}{L} S_k^l(k+1)) \right\} - C^T(k)T(k)C(k) + A(k), \\ A(N+N) &= A(N), \\ K(k+k+1) &= \\ &= \bar{F}^T(0)K(k+1+k+1)\bar{F}(0) + C^T(k)T(k)C(k), \\ K(k+k) &= D^T(k)K(k+k+1)D(k), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K(N+N) &= 0, \\ \lambda(k) &= \frac{\partial J_0^*(k)}{\partial I_\Sigma(k)} = \lambda(k+1) - \\ &- \frac{1}{2P} \text{Sp}(\dot{C}^T(k)C(k) + C^T(k)\dot{C}(k) - \\ &- C^T(k)\dot{T}(k)C(k))\alpha^*(k+k), \\ \lambda(N) &= 0, \\ \dot{T}(k)_j^i &= \gamma_{jl}^{ki}(0)(A_k^l(k+1+k+1) + \\ &+ K_k^l(k+1+k+1) + \frac{\lambda(K+1)}{L} S_k^l(k+1)), \\ \dot{C}(k)_j^i &= \nu_{jl}^{ki}(0)(A_k^l(k+1+k+1) + \\ &+ K_k^l(k+1+k+1) + \frac{\lambda(k+1)}{L} S_k^l(k+1)), \\ S(k+1) &= \\ &= H^T(k+1)(H(k+1)\alpha^*(k+1+k)H^T(k+1) + \\ &\quad + R(k+1))^{-1}H(k+1). \end{aligned}$$

При этих управлениях функционал имеет воспроизводящую форму

$$\begin{aligned} V(k) &= \frac{1}{2} \left\{ M \left\{ (x(k+1)^T A(k+1+k+1) x(k+1) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + u^T(k)B(k)u(k)) + P_R(k) \right\} + \right. \\ &\quad \left. + \text{Sp}K(k+1+k+1)\Delta\alpha(k+1+k) \right\} + \\ &\quad + \lambda(k+1)I_\Sigma(k+1) + J_0^*(k+1). \end{aligned}$$

Здесь $I_\Sigma(k)$ — прогноз количества информации о неточно известных параметрах системы, которое будет получено к моменту времени k , L — размерность вектора измерений, P — количество неточно известных параметров системы. Выражения для $D(k)$, $\alpha^*(k+k)$ и средней стоимости оптимальных управлений совпадает с приведенными выше формулами для ЛДС с неустранимой ПН.

К объекту управления должна применяться не вся полученная последовательность управлений $\tilde{U}_0^{N-1} = (\tilde{u}(0), \dots, \tilde{u}(N-1))$, а только $\tilde{u}(0)$. После приложения к системе управляющего воздействия $\tilde{u}(0)$ на вход поступает измерение $z(1)$. Это измерение обрабатывается в соответствии с описанным в выше алгоритмом, и вычисляются

новые значения составных информационного состояния $P_R(1) = \{\bar{x}(1), \bar{F}(1), G(1), \alpha(1), \beta(1), \gamma(1), v(1), \varphi(1), \psi(1)\}$. А это означает, что для определения значения управления $\tilde{u}(1)$ необходимо заново рассчитывать номинальную траекторию $\alpha^*(k|k)$ и решать обратные рекуррентные соотношения для $A(k|k)$, $K(k|k)$ и $\lambda(k)$.

Сравнение полученных соотношений для оптимальных управлений ЛДС с неустранимой и устранимой ПН показывает, что отличие заключается в появлении в уравнениях для оптимальных управлений члена, пропорционального $\lambda(k)S(k)$. Можно показать, что $S(k)$ является положительно полуопределенной матрицей, и $\lambda(k) < 0$. Поэтому этот член описывает эффект «обучения», присущего дуальным управлениям [2, 4, 11–13], и который в определенной степени компенсирует влияние фактора «предосторожности», описываемого членом, пропорциональным $K(k|k)$.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Для проверки работоспособности предлагаемых алгоритмов и получения оценок их характеристик было проведено численное моделирование. При этом за основу был принят пример моделирования Бар-Шалома и Ци [11, 13], в которой рассматривалась линейная система третьего порядка с шестью неизвестными параметрами вида

$$\begin{aligned} x(k) &= F(\theta)x(k) + G(\theta)u(k) + w(k), \\ z(k) &= Hx(k) + v(k), \end{aligned}$$

где

$$F(\theta) = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ \theta_1 & \theta_2 & \theta_3 \end{vmatrix}, \quad G(\theta) = \begin{vmatrix} \theta_4 \\ \theta_5 \\ \theta_6 \end{vmatrix},$$

$$H = |10, 0, 11|.$$

По ряду причин значения априорных оценок параметров (а также некоторые параметры рассматриваемых функционалов) были изменены по сравнению с примером моделирования Бар-Шалома и Ци. Использовались следующие оценки $\bar{\theta}_i = (1.51, -0.89, 0.3, 0.22, 0.57, 0.77)$ и $\sigma_\theta^2 = \text{diag}(0.1, 0.1, 0.1, 0.01, 0.01, 0.1)$. При этом истинные значения параметров системы принимали значения $\theta = (1.8, -1.01, 0.58, 0.3, 0.5,$

1.0). Оценки начального состояния также считались нормально распределенными со следующими характеристиками: $\bar{x}(0) = x(0) = 0$, $\sigma_x^2 = \text{diag}[10, 10, 10]$. Шумы $\{w(k)\}_{i=1}^3$ и $v(k)$ считались независимыми и нормально распределенными с нулевым средним и единичной дисперсией.

При моделировании выполнялось сравнение характеристик решений как при использовании различных алгоритмов обработки измерений, так и различных алгоритмов оптимальных управлений. Далее для определения алгоритмов применяются следующие условные обозначения.

Для алгоритмов обработки измерений:

- SYS = 0 — алгоритм классического фильтра Калмана;
- SYS = 1 — алгоритм фильтрации для ЛДС с неустранимой ПН;
- SYS = 2 — алгоритм оценки состояний и параметров для ЛДС с устранимой ПН (решение задачи идентификации).

Для алгоритмов оптимального управления:

- CONT = 0 — алгоритм достоверно эквивалентного закона управления;
- CONT = 1 — алгоритм управлений ЛДС с неустранимой ПН;
- CONT = 2 — алгоритм управлений ЛДС с устранимой ПН.

Для оценки недостижимой нижней грани значений функционала было проведено моделирование оптимального управления системой с точно известными параметрами. Моделирование включало в свой состав три группы прогонов по 1000 реализаций в каждом для программы-имитатора и соответствующих алгоритмов обработки измерений и управлений по методу Монте-Карло (три группы прогонов использовались для проверки статистической устойчивости получаемых результатов).

Как уже ранее упоминалось, современные методы адаптивного управления, основанные на теориях нейронных сетей и нечетких систем [16, 17], используют следующую структуру: аппроксиматор (идентификатор), применяемый для получения оценок неточно известных параметров, и достоверно эквивалентный закон управления, с использованием предположения, что оценки параметров совпадают с их истинным значением. Из этого следует, что вариант SYS = 2/CONT = 0 может рассматриваться как не-

Таблица 1. Результаты моделирования для задачи перехвата

Алгоритм	Средняя стоимость	Дисперсия стоимости	Максимальная стоимость	Средний промах	Дисперсия промаха	Максимальный промах
Точные параметры	5.888059	7.484635	45.81559	11.73652	14.96861	91.59195
	5.383179	7.402981	59.77968	10.72696	14.80701	119.5427
	5.850405	8.114829	61.18062	11.66232	16.22958	122.3254
SYS = 0	1026.427	1448.565	9939.457	2042.248	2886.615	19807.14
	1087.65	1565.135	13051.15	2164.438	3120.213	26022.58
	1040.9	1462.184	10505.17	2070.508	2912.873	20989.19
SYS = 1	119.4912	155.7593	1147.966	230.0467	306.8111	2279.334
	CONT = 0	117.7874	168.3559	1596.886	226.7912	3147.399
	130.0427	165.914	1209.182	251.0845	326.5649	2345.901
SYS = 2	28.74616	49.61717	553.5978	56.91493	99.22476	1106.92
	CONT = 0	25.56459	37.66148	362.8829	50.55733	75.33169
	26.54427	43.07641	507.1032	52.55798	86.12724	1013.301
SYS = 1	14.69206	18.2488	143.8312	28.88613	36.43652	284.5043
	CONT = 1	14.20943	17.50404	127.342	27.93525	34.94536
	14.99088	19.59168	149.6159	29.47868	39.11218	298.1324
SYS = 2	8.93055	12.6449	137.1522	17.50837	25.30189	273.6835
	CONT = 1	9.450505	13.96352	148.3363	18.54674	27.94484
	9.838187	13.90041	115.709	19.329	27.81682	230.9664
SYS = 2	17.8494	20.94684	244.0217	11.68999	15.79062	131.2081
	CONT = 2	16.32223	22.80032	332.1621	10.22481	13.49113
	16.70631	19.11658	204.1003	11.93092	16.53112	114.6434
						118.0493

кий эквивалент используемым в настоящее время методам адаптивного управления.

Задача перехвата. В данном примере необходимо привести третью составляющую вектора состояний к заданному состоянию. Это можно выразить с использованием функционала

$$J = \frac{1}{2} M \left[[x_3(N) - \rho]^2 + \sum_{i=0}^N \lambda u^2(i) \right].$$

В процессе моделирования использовались следующие значения переменных: $N = 25$, $\rho = 20$, $\lambda = 0.0001$. Результаты моделирования представлены в табл. 1.

В процессе моделирования было выявлено следующее свойство предлагаемого алгоритма управления системами с устранимой параметрической неопределенностью — на начальной фазе вычислительная процедура в 100 % случаев приводила к вырожденной матрице $T(k)$, т. е. управления становились сингулярными. Поэтому алгоритм управлений для случая $CONT = 2$ был модифицирован: в случае, если вычисления приводили к сингулярным управлениям, использовались пробные (обучающие) управления, представляющие собой выборки из белого шума с нулевым средним и $\sigma_u = 40$ (значение дисперсии было подобрано экспериментально по крите-

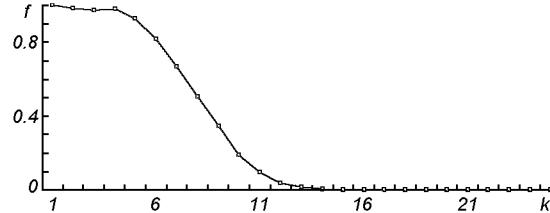


Рис. 1. Относительная частота f появления сингулярных управлений для задачи перехвата (k — параметр времени)

рию минимума получаемых значений функционала). Модифицированный алгоритм продемонстрировал достаточно хорошие характеристики.

На рис. 1 представлена нормализованная частота f появления сингулярных управлений для модифицированного варианта $SYS = 2/CONT = 2$.

Пример мягкой посадки. В этом примере вместо приведения к требуемому значению только третьей компоненты вектора состояний рассматривается задача совмещения конечного вектора состояния с определенной точкой в пространстве состояний. Данной задаче соответствует следующее выражение для функции стоимости

$$J = \frac{1}{2} M \left[(x(N) - \rho)^T (x(N) - \rho) + \sum_{i=0}^N \lambda u^2(i) \right],$$

Таблица 2. Результаты моделирования для задачи мягкой посадки

Алгоритм	Средняя стоимость	Дисперсия стоимости	Максимальная стоимость	Средний промах	Дисперсия промаха	Максимальный промах
Точные параметры	15.51027 14.94398 15.96678	13.38199 12.55293 14.29496	105.4067 89.83703 102.9345	30.85448 29.72488 31.76713	26.76252 25.10282 28.58542	210.5442 179.486 205.6381
SYS = 0	346.4404	259.1054	1610.78	691.805	517.4676	3217.353
CONT = 0	342.5964	259.7556	1896.751	684.1271	518.7756	3787.964
	346.7325	254.2953	1779.128	692.3976	507.8647	3553.189
SYS = 1	156.5742	153.5712	1228.505	312.4046	306.6053	2451.252
CONT = 0	170.0257	170.0793	1244.285	339.2673	339.5878	2484.11
	168.341	160.7243	1053.697	335.9233	320.9179	2103.867
SYS = 2	28.28068	32.14616	418.2113	56.15731	64.25007	834.2893
CONT = 0	26.24313	26.34425	203.956	52.0931	52.67868	407.6686
	27.38011	26.59816	188.1399	54.35755	53.18868	376.2076
SYS = 1	215.64	199.1483	1256.395	430.6497	397.8292	2509.844
CONT = 1	201.6579	188.013	1374.553	402.7142	375.5729	2745.214
	197.0601	197.3259	1554.117	393.5267	394.1835	3103.439
SYS = 2	23.54357	21.64384	188.8178	46.70776	43.296	377.4093
CONT = 1	24.95453	23.73557	189.8572	49.53861	47.47787	379.2981
	24.0663	21.03832	150.4909	47.74397	42.08541	300.6429
SYS = 2	20.58895	18.16012	230.6452	34.73497	32.00234	290.5604
CONT = 2	20.3554	17.60179	251.6055	34.05008	30.64774	201.0259
	20.28283	16.56067	140.6904	34.33234	31.37584	274.5954

где ρ — точка в R^3 , $\lambda = 0.0001$ и $N = 25$, как и в предыдущем примере. Данную задачу можно рассматривать как задачу обеспечения мягкой посадки с конечным состоянием $\rho = \{0, 0, 20\}$.

Методика проведения моделирования аналогична используемой при моделировании задачи перехвата. Результаты моделирования представлены в табл. 2.

В случае SYS = 2/CONT = 2, как и в случае моделирования задачи перехвата, появлялись сингулярные управления. В этом случае тоже использовались обучающие управление, являющиеся белым шумом с нулевым средним и $\sigma_u = 10$ (это значение также было подобрано экспериментально). Данное управление продемонстрировало наилучшие характеристики. Поэтому для обеспечения понимания происходящих при этом типа управления процессов, помимо зависимости относительной частоты появления сингулярных управлений (рис. 2, а) мы приводим также траектории среднего значения и дисперсии параметра $-\lambda(k)$, который с термодинамической точки зрения может рассматриваться как обобщенная температура процесса управления (рис. 2, б); траектории среднего значения и дисперсии взвешенных затрат на управление (рис. 2, в); траектории для реально полученного

количества информации о неточно известных параметрах системы (рис. 2, г).

Анализ. Задача перехвата более проста, чем задача мягкой посадки, однако требует высокой степени предосторожности, поскольку в этом случае наилучшие характеристики обеспечил алгоритм обработки данных/управления типа SYS = 2/CONT = 1. Приемлемые характеристики продемонстрировал алгоритм типа SYS = 1/CONT = 1 (лучшие по сравнению с алгоритмами типа SYS = 2/CONT = 0 и SYS = 2/CONT = 2). Очень плохие результаты алгоритма типа SYS = 0, CONT = 0, по всей видимости, обусловлены выбросами значений стоимости (и/или промаха) большой амплитуды, которые сместили среднее значение и дисперсию стоимости. Алгоритм типа SYS = 2/CONT = 2 обеспечил наилучшие характеристики по промаху, однако в этом случае, по всей видимости, произошло определенное перерегулирование, которое существенно повысило стоимость этого типа управления.

Ситуация радикально изменяется в случае задачи мягкой посадки, для которой значение фактора «обучения» превалирует над фактором «предосторожности». В этом случае наилучшие характеристики по всем параметрам обеспечил алгоритм SYS = 2/CONT = 2, алгоритм SYS =

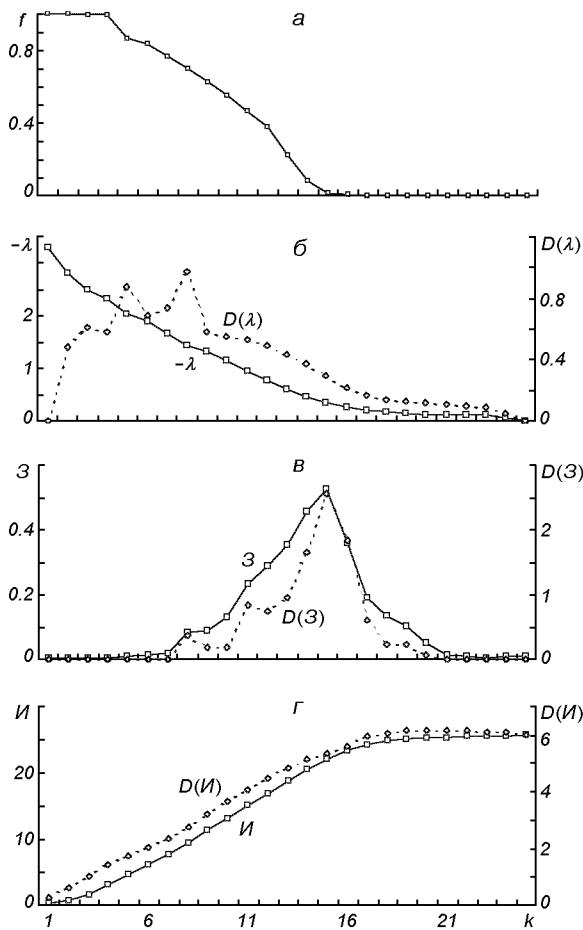


Рис. 2. Задача мягкой посадки: *а* — относительная частота f появления сингулярных управлений, *б*, *в*, *г* — эволюция средних значений параметров $-\lambda$, взвешенных затрат \mathcal{Z} на управление, количества информации I о неточно известных параметрах, а также их дисперсий D

$= 2/\text{CONT} = 1$ продемонстрировал заметно худшие результаты. Помимо этого поменялись местами рейтинги алгоритмов типа $\text{SYS} = 1/\text{CONT} = 1$ и $\text{SYS} = 2/\text{CONT} = 0$, а также существенно улучшились (по сравнению с задачей перехвата) характеристики алгоритма $\text{SYS} = 0/\text{CONT} = 0$, что является дополнительным подтверждением высокого значения фактора обучения для эффективного решения данной проблемы.

Наиболее интересным со всех точек зрения является используемый модифицированный алгоритм типа $\text{SYS} = 2/\text{CONT} = 2$, поэтому на примере решения задачи мягкой посадки рас-

смотрим процессы, происходящие при этом типе управления.

Для этого алгоритма обработки данных/управления можно условно выделить три фазы: фаза обучения (или «турбулентная» фаза) ($0 \leq k \leq 5$), фаза переходных процессов ($5 < k \leq 21$) и фаза собственно мягкой посадки (или «ламинарная» фаза) ($k > 21$).

На первой фазе в подавляющем большинстве случаев использовались обучающие управлении (рис. 2, *а*) сравнительно небольшой амплитуды (рис. 2, *в*). Эта фаза характеризуется большими значениями параметра $-\lambda(k)$ (или, используя термодинамические аналогии, высокими температурами) (рис. 2, *б*), а также высокими темпами накопления информации о неточно известных параметрах системы (рис. 2, *г*). Все это говорит о высокой степени хаотичности происходящих процессов, что и обуславливает применение к этой фазе определения «турбулентная».

На промежуточной фазе определяющими являются переходные процессы, вызванные сменой типа используемых управлений. Фаза обучения никак не привязана к общей задаче терминалного управления, и применение обучающих управлений приводит к существенным отклонениям состояний системы от оптимальной траектории. Переход от обучающих к оптимальным управленим обуславливает появление управляющих воздействий большой амплитуды (рис. 2, *в*), обеспечивающих компенсацию возможных значительных отклонений в состояниях системы. Большие амплитуды управляющих воздействий обеспечивают сохранение высоких темпов накопления информации о неточно известных параметрах системы. При этом сохраняется высокая скорость падения температуры происходящих процессов (уменьшения значений параметра $-\lambda(k)$).

На третьей («ламинарной») фазе обеспечивается решение собственно термиального управления (мягкой посадки). Эта фаза характеризуется малыми амплитудами управляющих воздействий и незначительной температурой, а также практически неизменной энтропией распределения оценок параметров (не происходит накопления информации о параметрах системы).

Данная модель дает описание процессов, происходящих на микроуровне, и характеризует каждую отдельную реализацию процесса обра-

ботки данных/управления. На макроуровне, если применима эргодическая гипотеза (среднее по реализациям равно среднему по времени), возможно использование другой модели, которая включает следующие фазы (рис. 2, а, в, г):

- фаза «детства» (совпадает с «турбулентной» фазой). Действия (управления) носят хаотический характер и не являются целенаправленными, их интенсивность сравнительно невелика; при этом происходит интенсивное накопление информации;
- фаза «юношества» ($5 < k \leq 15$). Действия начинают носить целенаправленный характер; происходит бурный рост их интенсивности и целенаправленности; высокий темп накопления информации сохраняется. В конце фазы «юношества» интенсивность действий принимает максимальное значение;
- фаза «зрелости» ($15 < k \leq 21$). Действия практически в 100 % случаев носят целенаправленный характер, и начинается спад их интенсивности. В начале фазы «зрелости» сохраняется сравнительно высокая скорость накопления информации, однако в конце этой фазы темп накопления информации падает практически до нуля;
- фаза «старости» (совпадает с «ламинарной» фазой). Действия носят полностью целенаправленный характер, их интенсивность минимальна; скорость накопления информации равна нулю.

Безусловно, применение такого рода аналогий носит явно выраженный механистический характер, однако представляется, что с использованием данной модели можно на качественном уровне достаточно адекватно описать эволюцию факторов интенсивности и целенаправленности действий, а также скорости накопления информации для широкого класса природных и социально-экономических объектов/явлений.

Резюмируя все вышеизложенное, можно сказать:

- проблемы стохастического оптимального управления можно подразделить на два класса: простые и сложные, однако в настоящее время нет четкого критерия определения этих классов;
- в сравнительно простых случаях (типа задачи перехвата) наиболее эффективными является

алгоритмы управления системами с неустойчивой ПН. Если это приемлемо с точки зрения эффективности, предпочтительным является использование алгоритма типа $SYS = 1/CONT = 1$, реализация которого является наиболее простой. Более того, моделирование показало, что в этом случае при достаточно больших k матрица $C(k)$ имеет устойчивые состояния, т. е. при решении задач стабилизации данный алгоритм управления может быть реализован в виде некоторого регулятора;

- в сложных случаях (типа задачи мягкой посадки) риски, связанные с «обучением», могут оказаться оправданными, и наиболее эффективным будет являться алгоритм типа $SYS = 2/CONT = 2$. Однако этот тип управления может приводить к появлению сингулярных режимов, и, как следствие, требовать использования обучающих (пробных) управлений, для которых в настоящее время нет общих правил выбора их параметров. Тем не менее такого рода модель действий присуща многим реальным объектам/явлениям, что обуславливает необходимость дальнейшего изучения данного типа управления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новый подход к решению задач стохастической оптимизации ЛДС с ПН основан на использовании формализма тензорного анализа для определения математических объектов, описывающих все статистические характеристики оценок неточно известных параметров и состояний системы (математические ожидания и набор вторых центральных моментов). Введенные математические объекты, описывающие статистические характеристики ПН (тензоры, дуальные тензоры), согласованы по своей структуре с широко используемыми в теории и практике статистическими характеристиками случайных векторов. Это дает возможность сравнительно просто получить новые аналитические решения для следующих классов задач:

- прогнозирование состояний линейных динамических систем с различными типами параметрической неопределенности.;
- обработка измерений в линейных динамических системах с параметрической неопреде-

- ленностью (задачи фильтрации и идентификации);
- оптимальное стохастическое управление линейных динамических систем с различными типами параметрической неопределенности.

Полученные решения являются линейными по характеристикам параметрической неопределенности (тензоры, описывающие дисперсии и ковариации оценок параметров) и квадратичными по оценкам состояний системы и управлениям, что обеспечивает возможность проведения всестороннего анализа влияния фактора параметрической неопределенности на свойства этих решений. Эффективность предлагаемых решений иллюстрируется результатами проведенного моделирования.

Предлагаемые решения можно рассматривать в качестве альтернативы широко используемым в настоящее время адаптивным методам оптимального управления. С другой стороны, комбинация предлагаемого подхода и методов адаптивного управления, основанных на нейронных сетях и нечетких системах, может стать основой для создания новых эффективных методов решения нелинейных стохастических проблем.

Настоящая работа выполнена в рамках подготовки к реализации проекта НТЦУ № 2549 «Методы и программы по стохастической оптимизации динамических систем с параметрической неопределенностью». Этот проект поддержали Председатель координационного комитета по методам проектирования IFAC проф. Рут Барс, проф. Джорж Саридис (США), специалисты компаний SeaLaunch и Boeing (США), и проф. Айдан Эркмен (Турция), заинтересованность в результатах этого проекта проявил проф. Джон Байллиуэл (США).

1. Андерсон Т. Введение в многомерный статистический анализ. — М.: Физматиз, 1963.—500 с.
2. Аоки М. Оптимизация стохастических систем. — М.: Наука, 1971.—424 с.
3. Атанас М., Фалб П. Оптимальное управление. — М.: Машиностроение, 1968.—764 с.
4. Беллман Р. Процессы регулирования с адаптацией. — М.: Наука, 1964.—360 с.

5. Беллман Р. Введение в теорию матриц. — М.: Наука, 1969.—368 с.
6. Беллман Р., Калаба Р. Квазилинеаризация и нелинейные краевые задачи. — М.: Мир, 1968.—184 с.
7. Бобриков Э. П., Яценко В. А. Локальное прогнозирование, фильтрация и идентификация линейных динамических систем в условиях априорной параметрической неопределенности // Приборы и методы автоматизации экспериментальных исследований. — Днепропетровск, 1984.—С. 53—57.
8. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. — М.: Наука, 1966.—576 с.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Наука, 1974.—832 с.
10. Рашевский П. К. Риманова геометрия и тензорный анализ. — М.: Наука, 1967.—664 с.
11. Саридис Дж. Самоорганизующиеся стохастические системы управления. — М.: Наука, 1980.—400 с.
12. Фельдбаум А. А. Основы теории оптимальных автоматических систем. — М.: Физматиз, 1963.—623 с.
13. Фильтрация и стохастическое управление в динамических системах / Под ред. К. Т. Леондеса. — М.: Мир, 1980.—350 с.
14. Цыпкин Я. З. Основы теории обучающихся систем. — М.: Наука, 1970.—252 с.
15. Яценко В. А. Информационное прогнозирование решений задачи идентификации // Приборы и методы автоматизации экспериментальных исследований. — Днепропетровск, 1985.—С. 6—12.
16. Spooner J. T., Maggiore M., Ordóñez R., Passino K. M. Stable Adaptive Control and Estimation for Nonlinear Systems: Neural and Fuzzy Approximator Techniques. — John Wiley & Sons, Inc., 2002.—509 p.
17. Tanaka K., Wang H. O. Fuzzy Control Systems Design and Analysis: A Linear Matrix Inequality Approach. — John Wiley & Sons, Inc., 2001.—305 p.

A NEW APPROACH TO PROBLEM OF STOCHASTIC OPTIMIZATION OF LINEAR DYNAMIC SYSTEMS WITH PARAMETRIC UNCERTAINTIES

A. V. Novikov, V. A. Yatsenko

We propose a new approach to solving a number of optimization problems of linear dynamic systems with parametric uncertainties. The approach is based on application of tensor formalism for construction of mathematical models of parametric uncertainties. Within the framework of the approach the following problems are considered: states prediction and data processing, optimal control etc. The efficiency of the methods proposed is illustrated by the results of computational simulation.

УДК 536.3:681.586.5

Г. Ф. Горностаев, В. В. Пасичный,
Г. В. Ткаченко

Інститут проблем матеріалознавства ім. І. М. Францевича НАН України, Київ

Метод измерения лучистой составляющей теплового потока на поверхности керамической теплозащиты

Надійшла до редакції 04.10.05

У результаті дослідження власного теплового випромінювання «наскрізного» світловоду, встановленого у теплозахисному матеріалі, отримано градуальну залежність для давача радіаційного теплового потоку. Розроблено технологію виготовлення керамічного наконечника, оснащеного волоконно-оптичними давачами. Встановлено, що при армуванні кварцової кераміки (ніаситу) кварцовими світловодами ударна в'язкість наконечника суттєво збільшується. За допомогою давачів вимірюють знесення маси та радіаційний тепловий потік на аблиючу поверхню.

Проблема теплообмена при сверхорбитальных скоростях входа космического аппарата (КА) в атмосферу вызвала в последнее время многочисленные попытки детально и точно рассчитать перенос энергии от высокотемпературного, теплопроводного и излучающего сжатого газа. Эти расчеты сопровождались экспериментальными исследованиями в ударных трубах характеристик газов при высоких температурах. Среди них можно отметить измерение яркости ударных волн в газах фотографическими и фотоэлектрическими методами [3]. В реальных условиях работы теплозащитного покрытия задача численного расчета модели взаимодействия и величины радиационного теплового потока (РТП) значительно усложняется, поскольку для этого необходимо знать термодинамические и оптические свойства газовой смеси в каждой точке слоя за скачком уплотнения, а также тепловые нагрузки в любой точке поверхности.

В данной работе для измерения РТП используются волоконно-оптические датчики, которые

одновременно позволяют определять и величину уноса массы керамического наконечника.

Несимметричность потери массы теплозащитного покрытия КА приводит к изменению силы лобового сопротивления и возникновению случайных углов атаки, что оказывает существенное влияние на изменение траектории полета и спуска КА.

Геометрическая форма носового притупления определяется аэродинамическими характеристиками изделия, которые в процессе полета существенно изменяются. Расчет геометрической формы носового притупления практически невозможен, так как отсутствуют данные о теплофизических и прочностных характеристиках кварцевой керамики при натурных условиях: $q = 5 \cdot 10^5 \text{ кВт/м}^2$, $T_0 = 4500 \text{ K}$, $P_0 = 12 \text{ МПа}$. Здесь q — суммарный тепловой поток, T_0 и P_0 — температура и давление торможения. Поэтому получение таких данных с помощью световодных датчиков представляет научный и практический интерес.

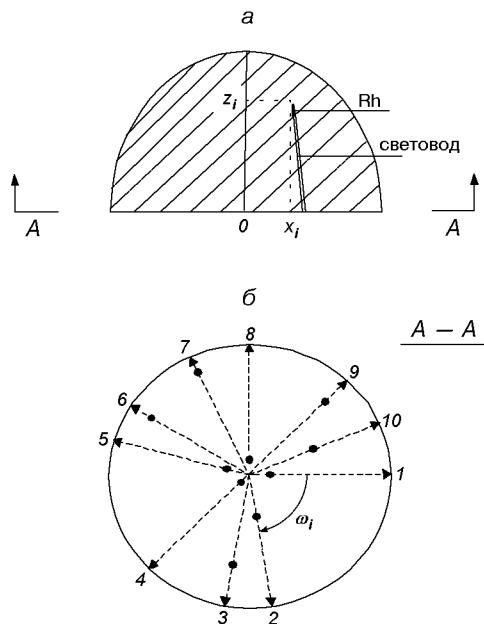


Рис. 1. Две плоскости, в которых проводился рентген-контроль наконечника: *а* — вертикальная (*Rh* — родий, x_i , z_i — координаты торца *i*-го световода); *б* — горизонтальная (1...10 — номера световодов, ω_i — угловая координата торца *i*-го световода, точки — торцы световодов, стрелки — направление контроля *i*-го световода)

технологический процесс формования наконечника вместе с кварцевыми световодами освоен в НПО «Технология» (Россия) и включает следующие операции [1]:

- подготовка стекла и приготовление шлипера;
- изготовление и подготовка гипсовых форм;
- формование;
- сушка и обжиг, механическая обработка, сборка;
- нанесение влагозащитного покрытия.

В торце изделия световоды расположены по окружности на одинаковом расстоянии друг от друга. В вершине конуса все световоды находятся на разной высоте и разном расстоянии от поверхности наконечника; место расположения торца световода (покрытого пленкой родия) обусловлено длиной световода и углом наклона к оси конуса (рис. 1, 2).

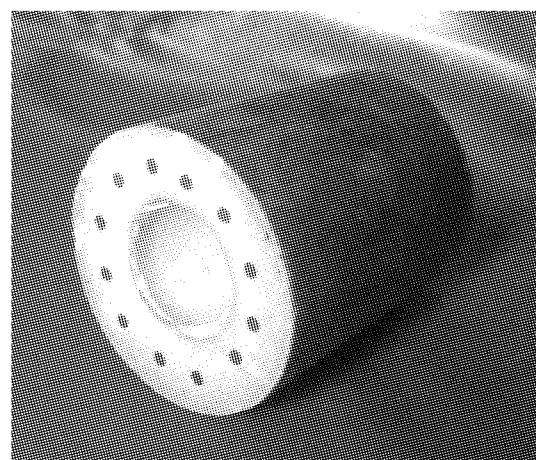


Рис. 2. Нижний торец керамического наконечника со световодами

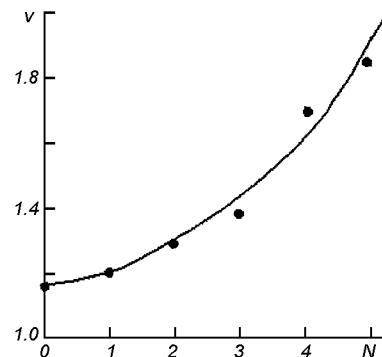


Рис. 3. Увеличение ударной вязкости *v* керамики при увеличении числа *N* световодов в поперечном сечении наконечника

Согласно технологическому процессу и техническим условиям в каждой партии из пяти изделий были определены прочность при изгибе (51–65 МПа) и плотность (1.91–2.00 г/см³). Значения прочности при изгибе для армированной и неармированной керамики примерно одинаковые (65 и 67 МПа соответственно). Как показали результаты механических испытаний, ударная вязкость изделий увеличивается примерно в 1.6 раза при изменении количества световодов в поперечном сечении образца от 0 до 5 штук (рис. 3). Значение модуля упругости

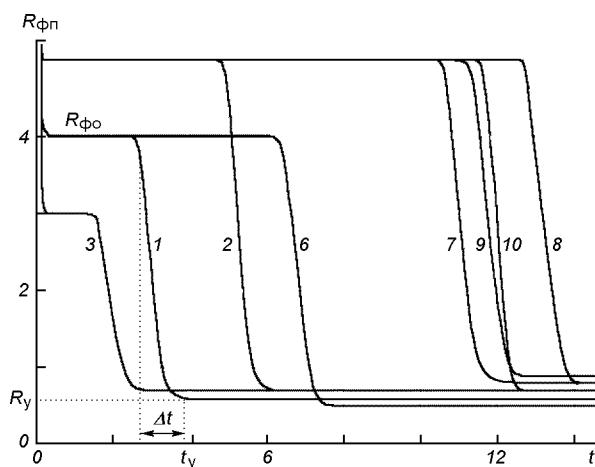


Рис. 4. Изменение фотосопротивления $R_{\text{фп}}$ приемника при уносе массы керамического наконечника (1...10 — номера световодов с пленкой родия на торце; t_y — время стабилизации сигнала датчика; t_y , R_y — факторы, определяющие момент уноса слоя ТЗМ; $R_{\text{фо}}$ — «фоновый» уровень фотосопротивления, обусловленный полупрозрачностью ниасита

(3580—3730 кг/м³) остается на уровне неармированной керамики. Испытания по определению несущей способности наконечника со световодами проводились в соответствии со схемой нагружения реального наконечника. Нагружение производилось плавным увеличением силы от 0 до 4400 Н и далее до разрушения конструкции. Для трех образцов разрушение происходило в сечении, которое совпадает с глубиной заделки «пальца», при нагрузках 5490—7350 Н. Запас прочности изделия с датчиками находится в пределах 1.22—1.66, что соответствует запасу прочности для натурного наконечника.

Диэлектрические свойства армированной световодами кварцевой керамики определялись на установке «Кварц» и составили при комнатной температуре: диэлектрическая проницаемость — 3.34—3.39; тангенс угла диэлектрических потерь менее 5, что соответствует значениям этих параметров для неармированной керамики. С увеличением температуры до 1473 К величина диэлектрической проницаемости увеличивается до 3.54, а тангенс угла диэлектрических потерь — до 105. Результаты рентген-контроля свиде-

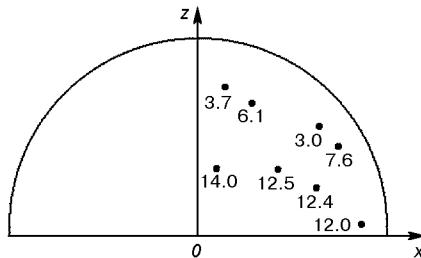


Рис. 5. Расположение торцов световодов, покрытых пленкой родия, и время t_y «срабатывания» датчиков (z , x — ось и радиус наконечника)

тельствуют об отсутствии дефектов структуры материала наконечника и о его монолитности.

В настоящее время это практически единственный способ изготовления керамического наконечника вместе с оптическими датчиками уноса, обеспечивающий сохранение состава, структуры, целостности и однородности теплозащитного материала (ТЗМ), не требующий специальной механической обработки изделия после его изготовления. При установке металлических датчиков в процессе спекания изделия происходит образование трещин вследствие различия коэффициентов термического расширения материала датчика и ниасита, что резко снижает прочностные свойства изделия.

Определение координат торцов световодов, покрытых пленкой родия и расположенных в зоне уноса материала наконечника, осуществлялось с помощью рентген-контроля с точностью 0.4 мм. Для этого вершина наконечника отрезалась, а затем исследовалась (рис. 1). Наличие кварцевых световодов $\varnothing 1$ —1.2 мм не оказывает практически никакого влияния на разрушение керамики (ниасита) в местах расположения датчиков. Вибрации, прогрев наконечника, а также наличие стыка модель-державка в месте расположения фотоприемников не оказывают влияния на целостность и герметичность «ответной» части датчика; температура фотоприемников (по показаниям термокраски) — в норме. Темп увеличения светового сигнала на фотоприемник (рис. 4) при выходе торца световода, покрытого пленкой родия, на разрушающую поверхность ТЗМ составляет более 2000 Ом/с ($P_0 = 11$ МПа, $T_0 = 3100$ К, $q = 4.2$ кВт/м²).

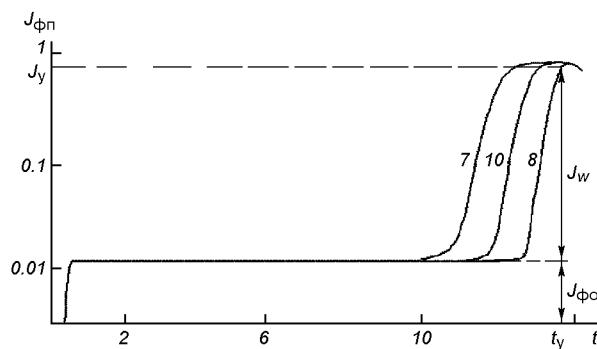


Рис. 6. Изменение потока $J_{\text{фп}}$ на приемник для датчиков № 7, № 8, № 10 при уносе наконечника

Фотосопротивления уменьшаются (по отношению к «фоновому» сигналу, обусловленному полупрозрачностью керамики) более чем в четыре раза. Флуктуации величины фотосопротивления $\delta R_{\text{ср}}$ во времени (t) не превосходят 3 %. Результаты обработки данных по уносу наконечника, полученных с помощью восьми дискретных датчиков, представлены на рис. 5, где координаты расположения торцов световодов условно приведены в одну плоскость и размещены по одну сторону от оси конуса. Рядом с координатой указано время срабатывания соответствующего датчика.

На основе данного результата, была предложена методика, которая позволяет определять лучистый поток на поверхность ТЗМ: $J_w(t) \neq \text{const}$ при конвективном нагреве, используя для этого «внутренние» световоды разной длины, верхние торцы которых покрыты светозащитной пленкой родия, имеющей температуру плавления 2300 К.

При значительных скоростях уноса ТЗМ, когда вследствие резкого профиля температуры в ТЗМ величина теплового излучения торца световода $J_{\text{св}} \ll J_w$, происходит резкий скачок амплитуды сигнала датчика после уноса пленки родия (рис. 6). Приращение лучистого потока на фотоприемнике: $J_{\text{фп}} = (J_y - J_{\text{фо}})/\tau$. Здесь $J_{\text{фо}}$ — фоновый поток на фотоприемнике, возникающий из-за полупрозрачности ниасита, а J_y — поток на приемнике после уноса родия, τ — коэффициент пропускания световода. Учитывая величину флуктуаций сигнала датчика при оплавлении торца световода ($\leq 3\%$) и точность

энергетической характеристики фотоприемника (10 %), приведенной к максимальной чувствительности фотоприемника $\lambda_m = 0.78$ мкм, погрешность определения J_w можно ограничить величиной 15 %. Чувствительность фотоприемника позволяет оценивать J_w в диапазоне длин волн $\lambda = 0.4...1.0$ мкм.

Для определения величины q_r на поверхности кварцевого конуса по измеренному значению J_y была применена следующая методика. Предварительно при испытаниях датчика РТП со «сквозным» кварцевым световодом 1 мм на установке лучистого нагрева «Уран» в диапазоне $q_r = 400...800$ Вт/см² была получена следующая зависимость [2]:

$$J_w = 0.0142 q_r . \quad (1)$$

При этом значение интенсивности собственного теплового излучения «сквозного» кварцевого световода определялось путем механического модулирования падающего потока q_r .

Результаты измерений, проведенных при испытаниях кварцевого конуса с датчиками на газогенераторе, дали величину $J_w = 1.19$ Вт/см², чему, согласно (1), должно соответствовать значение $q_r = 83$ Вт/см². Вершина керамического конуса с расположенными в ней световодами $\varnothing 1$ мм находилась на расстоянии 2 см от выхлопного среза газогенератора. Спектр излучения углеводородного топлива близок к спектру излучения абсолютно черного тела (АЧТ). Расчет плотности потока излучения АЧТ на $\lambda_m = 0.78$ мкм при температуре, равной температуре газа ($T_e = 3100$ К), дал значение $q_{r\text{AЧТ}} = 100$ Вт/см², что, естественно, несколько больше величины, измеренной датчиком. Такой метод диагностики РТП эффективен при больших значениях скорости уноса ТЗМ.

выводы

1. Разработаны конструкция и способ изготовления керамического наконечника с оптическими датчиками РТП и уноса массы. Сохранены структура, целостность, плотность, радиопрозрачность, прочностные характеристики и увеличена ударная вязкость материала наконечника, исключено влияние датчика на разрушение теплозащиты.

2. Проведена оценка радиационного теплового потока и величины уноса массы штатного наконечника из ниасита в условиях, близких к эксплуатационным.

1. Горностаев Г. Ф. Волоконно-оптические датчики и перспективы их использования в космической программе Украины // Космічна наука і технологія.—1996.—2, № 3/4.—С. 88—94.
2. Горностаев Г. Ф., Теплякова О. А. Применение световодов для выделения лучистой составляющей теплового потока // Порошковая металлургия.—1996.—№ 5/6.— С. 48—51.
3. Цикулин М. А., Попов Е. Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. — М.: Наука, 1977.—176 с.

A METHOD FOR MEASUREMENT OF THE RADIATION COMPONENT OF THERMAL FLOW AT CERAMIC HEAT-INSULATION SURFACE

G. F. Gornostaeve, V. V. Pasichny,
G. V. Tkachenko

As a result of our investigation of thermal selfradiation of the «through» optical fiber installed into heat-insulation material, we obtained the calibrated dependence for the sensor of radiant thermal flow. A technology is developed for manufacturing ceramic tip equipped with optical fiber sensors. It is established that the tip impact strength increases essentially when quartz ceramics is reinforced with quartz optical fibers. The ablation depth and radiant thermal flow at ablating surface are determined with the help of the sensors.

УДК 629.764

В. В. Ємець

Дніпропетровський національний університет

Експеримент з моделлю ракетного двигуна на газоподібному поліетиленовому пальному

Надійшла до редакції 11.07.05

Описано експеримент з моделлю рідинного ракетного двигуна, в якому за пальне править газоподібний поліетилен, що перед подачею у двигунний агрегат перебуває у твердому стані. Результати свідчать на користь можливості практичної реалізації ідеї спалення твердого конструктивного елементу в камері згоряння рідинного ракетного двигуна.

ВСТУП

Ідея спалення відпрацьованих елементів конструкції ракет-носіїв, наприклад паливних баків, відома ще з часів пionерів ракетної техніки — Фрідріха Цандера, Юрія Кондратюка, Ари Штернфельда.

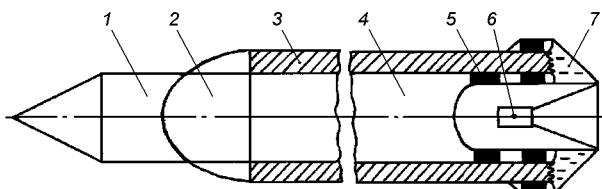


Рис. 1. Варіант компонувальної схеми ракети з витрачанням бакової оболонки: 1 — відсік корисного навантаження, 2 — спускний апарат, 3 — оболонка паливного баку, що використовується як пальне, 4 — рідкий окислювач, 5 — адаптивний магнітний герметизатор і опорні елементи, 6 — двигунна установка з агрегатами подачі, 7 — плавильна камера

Варіант будови ракети із спаленням оболонки паливного баку як компонента палива наведено на рис. 1 [2]. Рухомий двигунний блок, до складу якого входять двигунна установка, плавильна камера, герметизатор та нижнє бакове днище, у міру витрачання палива пересувається вздовж бака в напрямку відсіку корисного вантажу. Тверде пальне, з якого складається бакова

оболонка, плавиться та газифікується у плавильній камері, після чого подається у двигун компресором. Рідкий окислювач подається в двигун звичайним способом за допомогою лопатевого насоса.

Проблем реалізації спалимої ракети є багато, але очевидно, що ключовою є проблема вибору матеріалу, який поєднував би функції пального і конструкційного матеріалу. Природно, що при виборі такої речовини у першу чергу увага була звернута на відомі палива гіbridних ракетних двигунів, оскільки вони також мають один компонент твердий, а другий — рідкий. Одним з відомих пальних гіbridних двигунів є поліетилен (ПЕ). Саме він і привернув увагу своїми велими привабливими властивостями:

- високим теоретичним питомим імпульсом поліетиленових палив з кисневими окислювачами (за нашими розрахунками — не нижчим за аналогічну характеристику палив на основі традиційного гасу);
- міцністю, достатньою для виготовлення баків радіусом кілька метрів, розрахованих на типовий для сучасних ракетних баків внутрішній тиск (товщина оболонки за умови забезпечення потрібного співвідношення компонентів палива становитиме кілька десятків сантиметрів);
- порівняно високою густиноро, яка на 7...18 % більша за густину гасу;

- низькою температурою початку плавлення ($103\ldots137^{\circ}\text{C}$ в залежності від марки);
- можливістю використання в широкому температурному діапазоні — наприклад, для високомолекулярного ПЕ низького тиску робочий температурний діапазон становить — $269\ldots90^{\circ}\text{C}$;
- великим об'ємом промислового виробництва, простотою у використанні;
- нетоксичністю.

I ЕТАП ЕКСПЕРИМЕНТУ

Розплавлений ПЕ при температурі $120\ldots280^{\circ}\text{C}$ має занадто високу в'язкість — для його транспортування при формуванні виробів застосовують тиски порядку 100 MPa , що не є прийнятним для ракетної техніки. Разом з тим відомо, що підвищення температури рідини призводить до зниження її в'язкості. Зрозуміло, що розплавлений ПЕ можна нагріти лише до температури початку його термічної деструкції (блізько 300°C), якщо нам потрібна гомогенна речовина. Отже, метою першого етапу експерименту була перевірка припущення про достатність зниження в'язкості ПЕ при температурі початку термічної деструкції для організації розпилення розплаву за допомогою типової для рідинних ракетних двигунів (РРД) форсунки [1].

На рис. 3, а наведено факел розпилення, що складається з рідкого ПЕ та газоподібних продуктів термічної деструкції. Нагрівання здійснювалось при температурі $300\ldots350^{\circ}\text{C}$ у плавильній камері (ПК) ніхромовим електронагрівачем. Вміст ПК витискався назовні через струмінну форсунку з діаметром отвору 0.8 mm завдяки надлишковому тиску $0.15\ldots0.25\text{ MPa}$, що створювався у баку за допомогою надування газоподібним азотом.

На рис. 3, б наведена мікрофотографія застиглих частинок ПЕ, що утворилися внаслідок розпилення в одному з експериментів. Бачимо, що вони мають форму кульок завбільшки $8\ldots60\text{ }\mu\text{m}$ і ниток завтовшки $1\ldots18\text{ }\mu\text{m}$. Розміри кульок відповідають типовим розмірам крапель рідини, що мають місце в факелях розпилу сучасних РРД.

Отже, результати першого етапу експерименту підтвердили припущення про достатність зни-

ження в'язкості розплавленого ПЕ при температурах початку термічної деструкції для організації задовільного розпилу типовою форсункою. Але після першого обнадійливого результату експерименти з рідким ПЕ були припинені, оскільки було помічено цікаве явище (як згодом з'ясувалось — відоме), що змінило напрямок подальших досліджень.

В одному з експериментів форсунка забилась. Розплавлений ПЕ, що не мав виходу з баку, став переходити в газоподібний стан, про що свідчили показання манометра — надлишковий тиск у баку підвищився до 0.5 MPa . Згодом форсунку пробило. Вміст бака повністю вийшов у вигляді газового струменя. Огляд бака пока-

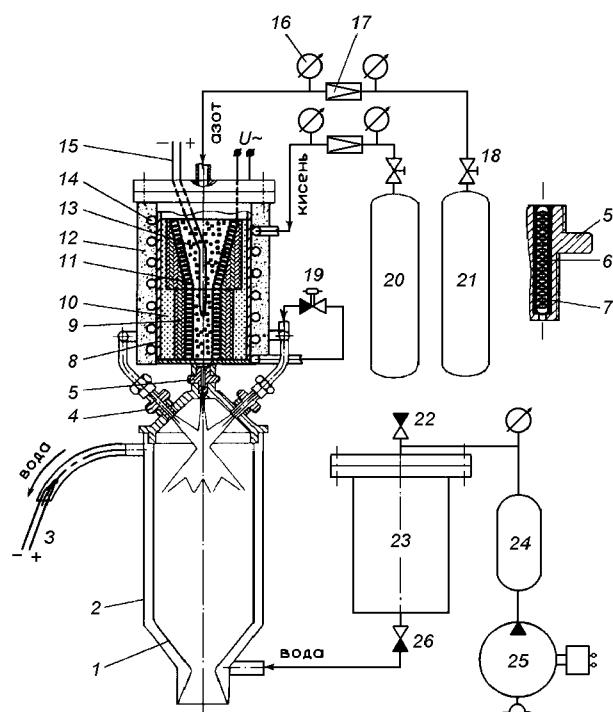


Рис. 2. Схема експериментальної установки: 1 — камера згоряння, 2 — кожух водяного охолодження, 3, 15 — термопара, 4 — форсунка окислювача, 5 — форсунка пального, 6 — додаткова нагрівальна спіраль, 7 — слюда, 8 — корпус плавильної камери, 9 — тигель, 10 — засипка, 11 — основна нагрівальна спіраль, 12 — теплоізоляція, 13 — поліетилен, 14 — теплообмінник, 16 — манометр, 17 — редуктор, 18 — вентиль, 19 — електропневмоклапан, 20 — балон з газоподібним киснем, 21 — балон з газоподібним азотом, 22 — дренажно-запобіжний клапан, 23 — бак з водою, 24 — ресивер, 25 — компресор, 26 — зворотний клапан

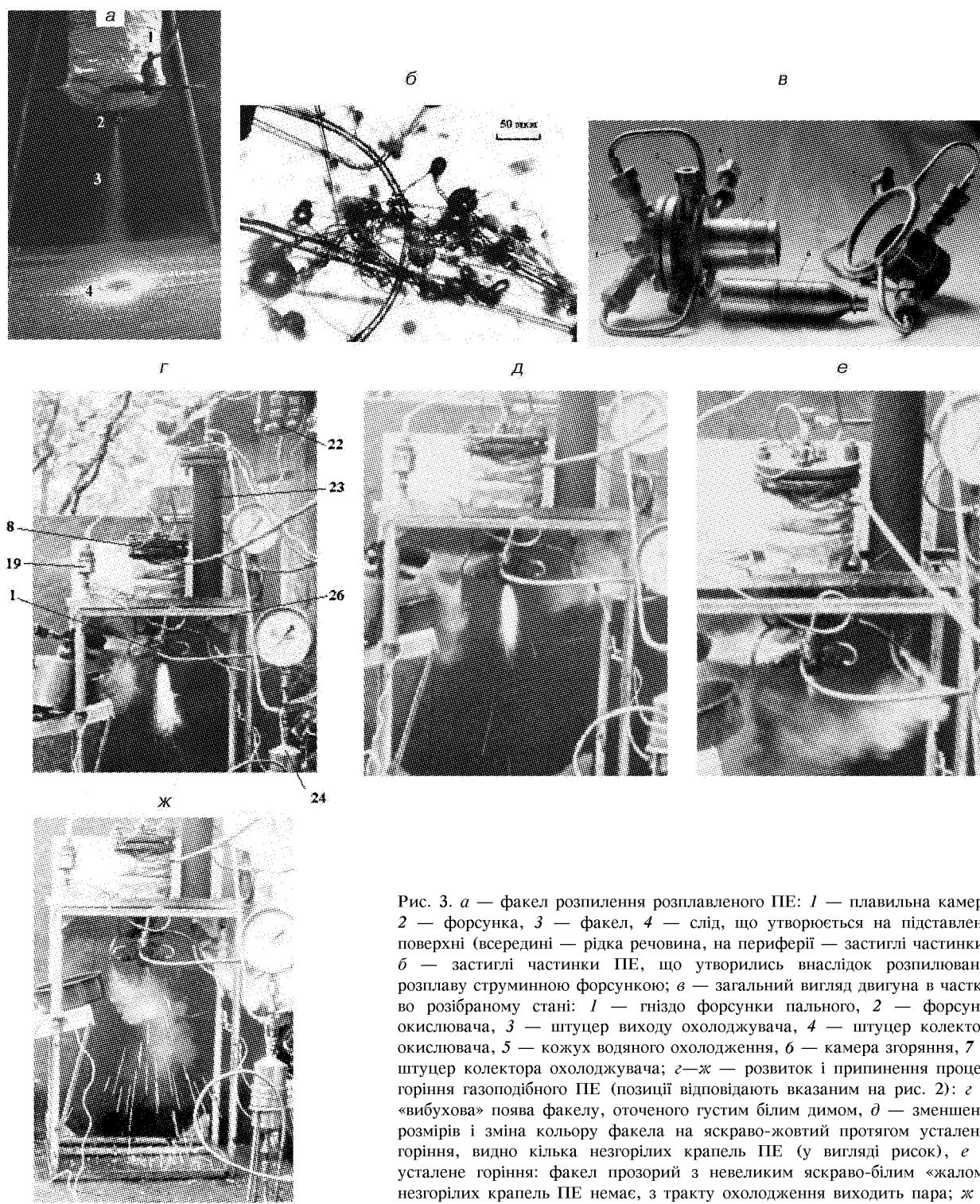


Рис. 3. а — факел розпилення розплавленого ПЕ: 1 — плавильна камера, 2 — форсунка, 3 — факел, 4 — слід, що утворюється на підставленій поверхні (всередині — рідка речовина, на периферії — застиглі частинки); б — застиглі частинки ПЕ, що утворились внаслідок розпилювання розплаву струмінною форсункою; в — загальний вигляд двигуна в частково розіброму стані: 1 — гніздо форсунки пального, 2 — форсунка окислювача, 3 — штуцер виходу охолоджувача, 4 — штуцер колектора окислювача, 5 — кожух водяного охолодження, 6 — камера згоряння, 7 — штуцер колектора охолоджувача; г—ж — розвиток і припинення процесу горіння газоподібного ПЕ (позиції відповідають вказаним на рис. 2): г — «вибухова» поза факелу, оточеного густим білим димом, д — зменшення розмірів і зміна кольору факела на яскраво-жовтий протягом усталення горіння, видно кілька незгорілих крапель ПЕ (у вигляді рисок), е — усталене горіння: факел прозорий з невеликим яскраво-білим «жалом», незгорілих крапель ПЕ немає, з тракту охолодження виходить пара; ж — припинення горіння після вимикання подачі окислювача, видно «віяло» з крапель розплавленого ПЕ

зав, що він практично чистий усередині з незначним осадком вуглецю лише на нагрівальній спіралі. Тобто, термічна деструкція майже не привела до небажаних і теоретично можливих реакцій розкладу ПЕ на C , H_2 , CH_4 .

Результати роботи [3] підтверджують, що за умови відсутності кисню при температурі понад $450^{\circ}C$ ПЕ практично повністю (більш ніж на 98 %) перетворюється на газоподібні продукти термічної деструкції, а в'язкість розплавленого ПЕ різко знижується при температурі початку його термічної деструкції. Наприклад, при 5...10%-му перетворенні полімеру на продукти деструкції в'язкість знижується приблизно на порядок. Власне, цей відомий ефект уможливив отримання задовільного факелу розпилення.

ІІ ЕТАП ЕКСПЕРИМЕНТУ

Подальша експериментальна робота була спрямована на демонстрацію можливості спалення газоподібного ПЕ в камері згоряння РРД, оськільки газоподібне пальне, імовірно, більш придатне для використання, ніж в'язкий розплав.

Будова експериментальної установки приведена на рис. 2. Основними агрегатами є ПК та камера згоряння (КЗ) 1.

ПК складається з циліндричного металевого корпусу 8 з внутрішнім діаметром 8 см і вміщеного в нього тигля 9, виготовленого з маршаліту (пилоподібного кварцу) та рідкого скла. Проміжок між ними заповнений засипкою 10 з піску та глини. В пазах тигля, спрямованих уздовж центральної осі, розміщена основна нагрівальна ніхромова спіраль 11 діаметром 0.5 мм і електричним опором 20...30 Ом. Зовні на ПК знаходиться трубчастий теплообмінник 14, призначений для нагрівання окислювача, і шар теплоізоляції 12, утворений із азbestового шнура і склотканини. Для контролю температури нагріву речовини, вміщеної в тигель, у центрі його нижньої частини розташована хромель-алюмелева термопара 15.

Двигун має кожух водяного охолодження 2 і змішувальну головку з однією форсункою пального 5 з діаметром отвору 0.8...0.9 мм і трьома форсунками окислювача 4, кожна з діаметром отвору 3 мм. Всі форсунки струминні. В каналі штуцера виходу води з тракту охолодження

розташована термопара 3, призначена для контролю температури охолоджувача.

ПК і КЗ конструктивно поєднані між собою форсункою пального. Всередині форсунки знаходиться додаткова нагрівальна ніхромова спіраль 6 діаметром 0.5...0.8 мм і електричним опором 1.5...3 Ом, призначена для підвищення температури речовини, яка прямує з ПК в КЗ, та запобігання утворенню пробок із застиглого ПЕ. Ця спіраль електрично ізольована від форсунки трубкою із слюди 7. Загальний вигляд двигуна наведено на рис. 3, в.

Експеримент проводився у такій послідовності. ПК розігрівалась основною нагрівальною спіраллю 11 потужністю 350...400 Вт протягом 15...20 хв, доки показання термопари 15 не відповідали температурі приблизно $400^{\circ}C$. При цьому також нагрівався газоподібний кисень, що заповнював теплообмінник 14. (Газоподібний кисень використовувався задля спрощення технічної реалізації експерименту. Зрозуміло, що внутрішньокамерні процеси в реальному РРД на рідкому кисні не матимуть принципових відмінностей від змодельованих).

Після цього гранульований ПЕ 13 високого тиску марки 15803-020 насипним об'ємом 50...100 cm^3 , масою 30...60 г та температурою 10...20 $^{\circ}C$ швидко вміщувався у ПК. Відкривався вентиль 18 і починається наддув бака газоподібним технічним азотом з надлишковим тиском 0.005...0.01 МПа (з метою запобігання загорянню ПЕ або розкладанню його на C , H_2 , CH_4). Потужність спіралі 11 піднімалась до 550...700 Вт, вмикалась додаткова нагрівальна спіраль 6 потужністю близько 100 Вт.

Через 60...120 с температура ПЕ підвищувалась до 350...400 $^{\circ}C$ (в нижній частині тигля, згідно з показами термопари 15), і з сопла КЗ починали виходити газоподібні продукти термічної деструкції у вигляді білого диму. На отвір сопла КЗ спрямовувався вогонь бензинової паяльної лампи. Надлишковий тиск наддування азотом підвищувався до 0.05...0.1 МПа. Відкривався електропневмоклапан окислювача 19, і починалась подача газоподібного кисню з надлишковим тиском 0.2...0.3 МПа. Вмикався компресор 25, що забезпечував подачу охолоджувача з надлишковим тиском 0.3...0.5 МПа.

Після цих дій протягом кількох секунд спостерігались 5...10 спалахів на виході із сопла, що

супроводжувались різкими сухими хлопками, і з'являвся постійний вогняний факел. Тривалість горіння визначалась кількістю пального, вміщеного в ПК, і становила 100...200 с.

На рис. 3, *г—ж* послідовно проілюстровано виникнення, усталення і припинення горіння.

Всього було проведено понад 30 успішних експериментів, з них близько 10 — на другому етапі.

ОЦІНКА ПАРАМЕТРІВ РОБОЧОГО ПРОЦЕСУ

Тяга моделі РРД, температура продуктів згоряння, тиск в КЗ визначались розрахунком з використанням відомих геометричних розмірів КЗ і сопла та заміряних параметрів подачі пального і охолоджувача.

Основні заміряні характеристики такі. Об'єм камери згоряння — близько 50 см^3 , внутрішній діаметр — 3 см, довжина циліндричної частини — 8 см. Коротке сопло, що не охолоджується, завдовжки 1 см мало ступінь розширення близько 2.5. Загальна витрата палива становила приблизно 5 г/с, з відношенням масових витрат окислювача і пального близько 4.0. Витрата охолоджувача — близько 10 г/с. Температура води на виході з тракту охолодження становила 130...150 °C.

Тиск в КЗ оцінювався як близький до 0.15 МПа, виходячи з мінімального потрібного тиску наддування азотом ПК (у припущені настільки малого перепаду тисків на форсунці пального, що ним можна знехтувати).

За цими даними та за відомою методикою проведено тепловий розрахунок моделі двигуна.

Розраховані характеристики такі: тяга — приблизно 10 Н, питомий імпульс — 2000 м/с, температура продуктів згоряння в КЗ — 3100 К.

За перевірочним розрахунком очікувана температура охолоджувача становить приблизно 130 °C, що узгоджується з експериментом і свідчить на користь достовірності розрахунків.

ВИСНОВКИ

Вперше продемонстровано можливість використання в РРД компонента палива, який перед подачею в камеру згоряння був у твердому стані. Експериментально підтверджено можливість спалення в КЗ РРД традиційної будови газоподібних продуктів термічної деструкції поліетилену як пального.

1. Ємець В. Поліетилен як пальне для рідинного ракетного двигуна // Машинознавство.—1999.—№ 12.—С. 44—48.
2. Ємець В. Перекіс рухомого двигунного блока в ракеті з витрачанням бакової оболонки // Машинознавство.—2000.—№ 11.—С. 25—28.
3. Мадорський С. Термическое разложение органических полимеров. — М.: Мир, 1967.—328 с.

EXPERIMENTAL STUDY OF ROCKET ENGINE MODEL WITH GASEOUS POLYETHYLENE FUEL

V. V. Yemets

Experimental results for liquid rocket engine models with gaseous polyethylene fuel that is hard before its consumption are considered. The possibility of hard design element combustion in a liquid rocket engine is demonstrated.