



КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ

НАЦІОНАЛЬНА
АКАДЕМІЯ
НАУК УКРАЇНИ

Том 31
1(152)
2025

SPACE SCIENCE AND TECHNOLOGY

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ + ЗАСНОВАНО В ЛЮТОМУ 1995 р. + ВИХОДИТЬ 6 РАЗІВ НА РІК + КИЇВ

ЗМІСТ

Динаміка та управління космічними апаратами

Safronov O. V., Semon B. Y., Nedilko O. M. Особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера надзвукових літаків та аерокосмічних систем 3

Космічні матеріали та технології

Ivanchuk Y. V., Yarovyi A. A., Liman V. V., Ozeranskyi V. S., Kozlovskyi O. A. Modeling the stability of a throttle hydraulic drive of rocket and space systems under random load and stochastic parameters. 17

Дослідження Землі з космосу

Savenkov S., Kolomiets I., Oberemok Y., Kurylenko R. Spectral problem for the Jones matrix in remote scattering 27

Астрономія й астрофізика

Stanislavsky A. A., Konovalenko A. A., Bubnov I. N., Stanislavsky L. A., Yerin S. N., Zarka P., Vashchishyn R. V., Myrhorod V. I. Evolution of low-frequency radio absorption in 3C461 35

CONTENTS

Spacecraft Dynamics and Control

Safronov O. V., Semon B. Y., Nedilko O. M. Peculiarities of the interaction of compression jumps with fluctuations of aerodynamic control surfaces during the occurrence of transonic flutter of supersonic aircraft and aerospace systems. 3

Space Materials and Technologies

Ivanchuk Y. V., Yarovyi A. A., Liman V. V., Ozeranskyi V. S., Kozlovskyi O. A. Modeling the stability of a throttle hydraulic drive of rocket and space systems under random load and stochastic parameters. 17

Study of the Earth from Space

Savenkov S., Kolomiets I., Oberemok Y., Kurylenko R. Spectral problem for the Jones matrix in remote scattering 27

Astronomy and Astrophysics

Stanislavsky A. A., Konovalenko A. A., Bubnov I. N., Stanislavsky L. A., Yerin S. N., Zarka P., Vashchishyn R. V., Myrhorod V. I. Evolution of low-frequency radio absorption in 3C461. 35

<i>Neomenko R. G.</i> Constraints on the interaction strength in the model of interacting dynamical dark energy with linear and non-linear interacting terms	44	<i>Neomenko R. G.</i> Constraints on the interaction strength in the model of interacting dynamical dark energy with linear and non-linear interacting terms	44
<i>Артеменко Т. Г.</i> Витоки і трансформація наукових астрометричних досліджень: Головна астрономічна обсерваторія НАН України	53	<i>Artemenko T. G.</i> Origins and transformation of scientific astrometric research: Main Astronomical Observatory of the NAS of Ukraine	53
Моніторинг космічного простору і космічне сміття		Space Environment Monitoring and Space Debris	
<i>Kozhukhov O. M., Medina M. S.</i> NOAP planner 0.6.5 — features of NEO observations planning with one button	70	<i>Kozhukhov O. M., Medina M. S.</i> NOAP planner 0.6.5 — features of NEO observations planning with one button	70
Космічна навігація та зв'язок		Space Navigation and Communications	
<i>Стасєв Ю. В., Непокритов Д. М., Пархоменко М. В., Шило С. Г.</i> Метод захисту космічних систем зв'язку та керування на основі динамічної зміни форм складних сигналів.	77	<i>Stasiev Y., Nepokrytov D., Parkhomenko M., Shylo S.</i> A method for protecting space communication and control systems based on dynamic change of complex signal shapes.	77

На першій сторінці обкладинки — Залежність спектру потужності речовини від параметра взаємодії β для $z = 0$ (див. статтю *Neomenko R. G.* Constraints on the interaction strength in the model of interacting dynamical dark energy with linear and non-linear interacting terms, С. 44—52)

Журнал «Космічна наука і технологія» включено до переліку наукових фахових видань України, в яких публікуються результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата фізико-математичних, технічних, біологічних, геологічних та юридичних наук

Відповідальний секретар редакції О.В. КЛИМЕНКО

Адреса редакції: 01030, Київ-30, вул. Володимирська, 54
тел./факс (044) 526-47-63, ел. пошта: reda@mao.kiev.ua
Веб-сайт: space-scitechjournal.org.ua

Ідентифікатор медіа R30-01479

Підписано до друку 01.05.2025. Формат 84 × 108/16. Гарн. Ньютон.
Ум. друк. арк. 9,03. Обл.-вид. арк. 9,48. Тираж 51 прим. Зам. № 7656.

Видавець і виготовлювач ВД «Академперіодика» НАН України
вул. Терещенківська, 4, м. Київ, 01024, e-mail: druk@nas.gov.ua

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

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.003>
УДК 629.7.015.4:533.6.072

О. В. САФРОНОВ, д-р техн. наук, проф., пров. наук. співроб. Заслужений діяч науки і техніки України
ORCID 0000-0001-7420-0062

E-mail: Nedilko1962@gmail.com

Б. Й. СЕМОН, д-р техн. наук, проф., голов. наук. співроб. Заслужений діяч науки і техніки України
ORCID 0000-0002-7449-8214

E-mail: generalsemon@ukr.net

О. М. НЕДІЛЬКО, канд. техн. наук, доцент, пров. наук. співроб.

ORCID 0000-0001-8080-0486

E-mail: Nedilko1962@gmail.com

Національний університет оборони України
проспект Повітряних Сил 28, Київ, Україна, 03049

ОСОБЛИВОСТІ ВЗАЄМОДІЇ СТИБКІВ УЩІЛЬНЕННЯ З КОЛИВАННЯМИ АЕРОДИНАМІЧНИХ ПОВЕРХОНЬ КЕРУВАННЯ ПРИ ВИНИКНЕННІ ТРАНСЗВУКОВОГО ФЛАТЕРА НАДЗВУКОВИХ ЛІТАКІВ ТА АЕРОКОСМІЧНИХ СИСТЕМ

Теоретичні та експериментальні методи досліджень класичного (двоступеневого) флатера аеродинамічних поверхонь у стаціонарному і нестаціонарному потоці розроблено достатньо повно. Дослідженням цих коливань присвячено велику кількість наукових праць, але до теперішнього часу залишається невирішеною проблема теоретичного обґрунтування причин виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту. Досі немає загальноприйнятої математичної моделі трансзвукового флатера.

Актуальність рішення цієї проблеми пояснюється необхідністю попередньої оцінки рівня коливань елементів конструкції літальних апаратів до виконання льотних випробувань та необхідністю забезпечення надійної льотної експлуатації надзвукових літаків та аерокосмічних систем.

У статті на базі аналізу закономірностей адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю та математичної моделі оцінки збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування визначено умови, при яких можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків та аерокосмічних систем. Проаналізовано особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування на цих режимах польоту, які визначають механізм виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування.

Доведено, що основною причиною інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера є фазове випередження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування над кутом її відхилення, спричинене великою кутовою швидкістю коливань аеродинамічної поверхні керування.

Цитування: Сафронів О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М. Особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера надзвукових літаків та аерокосмічних систем. *Космічна наука і технологія*. 2025. **31**, № 1 (152). С. 3—16. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.003>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

Основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера є обмеження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування як задньою, так і передньою кромками профілю аеродинамічної поверхні керування.

Отримані результати можуть використовуватися для прогнозування безпечних режимів польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем як на етапі льотних випробувань, так і на етапі експлуатації.

Ключові слова: надзвуковий політ, коливання, трансзвукова швидкість, трансзвуковий флатер, параметри потоку, аеродинамічна поверхня керування, число M польоту, математична модель.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМИ

Забезпечення безпеки польотів надзвукових літаків та аерокосмічних систем у трансзвуковому діапазоні чисел M польоту досі залишається актуальною науковою і прикладною проблемою. Це пов'язано з виникненням на цих режимах польоту різноманітних небезпечних явищ аеропружності.

До таких явищ можна віднести і виникнення трансзвукового флатера надзвукових літаків, тобто виникнення інтенсивних коливань елементів конструкції надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту, які зумовлюються особливостями взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування. Тому аналіз особливостей взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера з метою визначення причин виникнення цього явища також залишається актуальною теоретичною та прикладною проблемою.

АНАЛІЗ ОСНОВНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

Теоретичним та експериментальним дослідженням цього явища присвячено багато публікацій, де запропоновано різноманітні підходи для обґрунтування причин виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування сучасних надзвукових літаків на цих режимах польоту, умови їхнього виникнення, вплив різноманітних факторів на рівень коливань [2, 3, 6–8, 10, 12–17, 19, 20, 24].

У роботі [3], яка присвячена дослідженням коливань аеродинамічних поверхонь керування літаків на трансзвукових швидкостях польоту, відмічено, що рівень коливань залежить від великої кількості параметрів, основні з яких: число M польоту; геометричні характеристики аеро-

динамічних поверхонь керування, частота їхніх власних пружних коливань та масово-інерційні характеристики, але «...справжній механізм коливань поверхонь керування залишається до кінця не виясненим».

Аналогічний висновок зроблено і у праці [23].

Відмічено також, що досі немає надійних теоретичних методів оцінювання нестационарних сил аеродинамічних поверхонь керування, які коливаються у трансзвуковому потоці, тому використання лінійних математичних моделей подібності не завжди дозволяють переносити результати продувок моделей в аеродинамічних трубах на натурні конструкції літаків.

У деяких працях [8, 10, 12, 19] цей тип коливань аеродинамічних поверхонь керування має назву «трансзвуковий» (одноступеневий) флатер, оскільки виникнення цього типу коливань можливе при наявності лише одного ступеня свободи, наприклад при наявності лише крутильних коливань аеродинамічної поверхні керування навколо власної осі.

Серед особливостей коливань аеродинамічних поверхонь керування, які відмічені у льотних дослідженнях трансзвукового флатера, назовемо такі [19]:

- найвищий рівень спостерігається на тонких аеродинамічних поверхнях, розташованих у потоці повітря під нульовим кутом атаки;
- характер коливань нагадує гармонічні коливання, частота яких при зміні висоти польоту або швидкісного напору залишається практично незмінною і дорівнює власним частотам коливань аеродинамічних поверхонь керування у наземних умовах;
- коливання виникають у вузькому діапазоні чисел M незбудженого потоку повітря $M = 0.91...0.95$, який не змінюється зі зміною висоти польоту;

- рівень коливань лінійно збільшується зі збільшенням швидкісного напору;
- рівень коливань збільшується зі зменшенням висоти польоту;
- рівень коливань зменшується зі збільшенням величини конструкційного демпфування.

Ці коливання віднесено до класу нелінійних автоколивань, амплітуда яких залежить від характеристик несівних аеродинамічних поверхонь, характеристик аеродинамічних поверхонь керування та умов польоту.

У деяких працях [5, 8] відмічено вплив стрибків ущільнення на виникнення коливань аеродинамічних поверхонь у трансзвуковому потоці повітря.

Так, у праці [8] відмічено, що згідно з результатами експериментів у навіколозвуковому діапазоні чисел M спостерігається значне зменшення критичного швидкісного напору, зумовлене рухом стрибків ущільнення по поверхні крила. Тому дослідження цього типу флатера за допомогою методів класичного лінійного аналізу пружних коливань неможливе. Крім того, у роботі [22] відмічено, що у діапазоні чисел $M = 0.95 \dots 1.1$ чисельні методи рішення втрачають стійкість, тому до результатів досліджень, отриманих цими методами, необхідно ставитися з обережністю.

У праці [2], присвяченій експериментальним дослідженням коливань аеродинамічних поверхонь керування у навіколозвуковому потоці повітря, отримано, що при переміщенні стрибка ущільнення уперед до осі обертання аеродинамічної поверхні керування його інтенсивність збільшується. На думку авторів праці, цим фактом можна пояснити причини виникнення коливань аеродинамічних поверхонь керування на цих режимах польоту надзвукових літаків.

У теоретичних працях виникнення цього явища пов'язується і з фактором стисливості повітря [6] і з формуванням стрибків ущільнення на поверхні профілю [7].

Серед можливих причин виникнення коливань також слід назвати складну взаємодію стрибків ущільнення з коливаннями поверхонь керування [13]. І хоча це явище спостерігалось ще на перших надзвукових літаках, ставлення вчених до аналізу причин його виникнення було

не надто уважним. Так, автори праці [4] пишуть: «Більшість випадків так званого флатера з одним ступенем свободи становлять переважно академічний інтерес».

Пізніше з появою нових моделей надзвукових літаків зі збільшеною швидкістю польоту рівень коливань став дуже великим. На деяких літаках виникнення цих коливань закінчувалося пошкодженням елементів конструкцій, і у першу чергу — руйнацією аеродинамічних поверхонь. При цьому швидкість виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування була значно меншою, ніж швидкість виникнення класичного (двоступеневого) флатера [12].

У роботі [13] на основі спільного аналізу рівнянь Бернуллі для стисливого газу [1], зміни параметрів надзвукового потоку у течії Прандтля — Майєра [1] і гіпотези динамічного скривлення аеродинамічного профілю [9, 11] було визначено умови формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю та встановлено закономірності взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування. Отримані закономірності було використано для обґрунтування математичних моделей оцінки збуджених сил та збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування.

На базі цих результатів розроблено лінійну та нелінійну математичні моделі виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків [24].

Мета статті. Розглянути особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера з метою визначення причин та умов виникнення цього явища.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

У даній статті для визначення причин та умов виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування пропонується підхід, який базується на аналізі закономірностей взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування саме при умовах, коли можливе виникнення трансзвукового флатера.

У роботі [13] отримано рівняння, яке визначає зв'язок числа Маха M_1 місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, числа Маха M_∞ незбудженого потоку повітря та критичного числа Маха $M_{кр}$ аеродинамічного профілю:

$$M_1 - 1 \approx 2(M_\infty - M_{кр}). \quad (1)$$

З рівняння (1) випливає, що число M_1 місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю не може перевищувати величину

$$M_1 \leq 1 + 2(M_\infty - M_{кр}). \quad (2)$$

Водночас, як випливає з аналізу особливостей течії Прандтля — Майєра, число M_1 визначається лише кутом його відхилення [1]. Цю наближену залежність, як і у праці [13], можна подати у вигляді

$$M_1 \approx \sqrt[3]{1 + 11.5\phi(x)}, \quad (3)$$

де $\phi(x)$ — характер зміни кута відхилення місцевого надзвукового потоку на хорді дифузорної частини профілю аеродинамічної поверхні.

Аналіз залежностей (2) і (3) дозволяє обґрунтувати закономірності взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями поверхонь керування, зокрема при умовах, коли можливе виникнення трансзвукового флатера. Так, залежність (3) показує, що при $\phi(x) = 0$ число Маха місцевого надзвукового потоку на поверхні профілю не може перевищувати значення $M_1 = 1.0$, навіть при умові $M_\infty > M_{кр}$. При $\phi(x) > 0$ значення M_1 збільшуються, одночасно збільшується і інтенсивність стрибків ущільнення, але величина M_1 не може перевищувати значення, яке визначається нерівністю (2), навіть при великих кутах відхилення місцевого надзвукового потоку.

Коли число $M_\infty = \text{const}$ і число $M_{кр} \approx \text{const}$, то, як випливає з умови (2), залишається незмінним і число Маха місцевого надзвукового потоку на поверхні профілю. При цьому число $\dot{I}_1$ залишається незмінним і при коливаннях аеродинамічної поверхні керування, тобто при умові

$$\phi(x) = \phi(x_i) \pm \delta_0, \quad (4)$$

де $\phi(x_i)$ — кут нахилу дотичної до профілю у перетині « i » хорди, δ_0 — амплітуда коливань поверхні керування.

Це зауваження можна обґрунтувати тим, що в експериментальних дослідженнях [18] доведено, що критичне число M аеродинамічного профілю при відхиленні аеродинамічної поверхні керування на кут до 2° зменшується на 1 %. Враховуючи, що випадки руйнації літаків при виникненні трансзвукового флатера спостерігалися при амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування, які не перевищують $1.5...2.0^\circ$, критичне число Маха аеродинамічного профілю у рівнянні (1) можна вважати незмінним і при коливаннях аеродинамічної поверхні керування.

З наведеного вище випливає, що при відхиленні поверхні керування на кут, величина якого обмежується умовою (4), стрибки ущільнення переміщуються від початкового розташування вперед і назад у ті перетини хорди профілю поверхні керування, в яких кут відхилення місцевого надзвукового потоку дорівнює куту його відхилення у перетині початкового розташування. Тобто, стрибки ущільнення переміщуються у ті перетини хорди профілю аеродинамічної поверхні керування, в яких, згідно з виразом (3), число Маха місцевого надзвукового потоку залишається незмінним.

З аналізу залежностей (3) і (4) бачимо, що для оцінки характеру взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування потрібно знати геометричні характеристики аеродинамічних профілів, а, саме характер зміни кута нахилу дотичної до дифузорної частини профілю, який визначає кут відхилення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю.

Згідно з даними [18] для типових аеродинамічних симетричних профілів надзвукових літаків зміну кута нахилу дотичної до поверхні дифузорної частини профілю можна подати наближеною залежністю

$$\phi(x) \approx \frac{x_i}{b_1} \phi_0, \quad (5)$$

де x_i — відстань перетину « i » хорди аеродинамічного профілю від лінії максимальної товщини профілю, b_1 — відстань лінії максимальної товщини профілю до його задньої кромки, ϕ_0 — максимальний кут нахилу дотичної до профілю аеродинамічної поверхні (поблизу задньої кромки).

На основі вказаних закономірностей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічної поверхні керування у праці [24] доведено, що при відхиленні аеродинамічної поверхні керування переміщення стрибків ущільнення від початкового розташування визначається залежністю

$$\Delta x_b(\delta) = \Delta x_n(\delta) \approx b_1 \frac{\delta_0}{\phi_0}, \quad (6)$$

де $\Delta x_b(\delta)$ — величина переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування на поверхні профілю, яка зумовлена кутовим відхиленням аеродинамічної поверхні керування, $\Delta x_n(\delta)$ — величина переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування на поверхні профілю, зумовлена кутовим відхиленням аеродинамічної поверхні керування, δ_0 — кут відхилення аеродинамічної поверхні керування.

При коливаннях поверхні керування залежність (6) можна подати у вигляді

$$\Delta x_b(\delta, t) = \Delta x_n(\delta, t) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \delta(t), \quad (7)$$

де $\delta(t)$ — характер коливань аеродинамічної поверхні керування.

Переміщення стрибків ущільнення, які визначаються залежностями (6) і (7), викликають такий розподіл тиску місцевого потоку на поверхні керування, при якому виникає дестабілізаційний шарнірний момент, тобто момент, направлений у бік відхилення поверхні керування.

Виникнення дестабілізаційного шарнірного моменту поверхні керування на трансзвукових швидкостях польоту неодноразово спостерігалось у лабораторних дослідженнях [5]. Це явище має назву «інверсія керма», але воно викликає лише відхилення, а не коливання поверхонь керування.

Коливання поверхонь керування викликає збуджений шарнірний момент, для обґрунтування якого необхідно скористатися гіпотезою динамічного скривлення [9, 11]. Згідно з цією гіпотезою аеродинамічні характеристики профілю, який коливається, не відрізняються від аеродинамічних характеристик нерухомого профілю, скривленого таким чином, що місцеві миттєві

кути обтікання профілю потоком газу визначаються залежністю

$$\Delta\phi(x_c, \dot{\delta}) = \frac{x_c \dot{\delta}(t)}{V}, \quad (8)$$

де $\Delta\phi(x_c, \dot{\delta})$ — місцевий миттєвий кут обтікання профілю потоком газу, x_c — відстань перетину профілю аеродинамічної поверхні керування, де розташований стрибок ущільнення, від осі обертання, V — швидкість потоку повітря.

У цьому випадку взаємодія стрибків ущільнення з коливаннями поверхонь керування у праці [24] описується залежностями

$$\Delta x_b(\dot{\delta}) = \frac{x_c b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V + b_1 |\dot{\delta}(t)|}, \quad (9)$$

$$\Delta x_n(\dot{\delta}) = \frac{x_c b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V - b_1 |\dot{\delta}(t)|}. \quad (10)$$

У залежностях (9) і (10) $\Delta x_b(\dot{\delta})$ і $\Delta x_n(\dot{\delta})$ — переміщення стрибків ущільнення, зумовлені швидкістю відхилення поверхонь керування від початкового розташування, вперед і назад відповідно.

Переміщення стрибків ущільнення, які визначаються залежностями (9) і (10), викликають такий розподіл тиску місцевого потоку на аеродинамічної поверхні керування, при якому виникає збуджений шарнірний момент. Тобто, момент, який збігається зі швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, внаслідок якого виникає трансзвуковий флатер.

Взаємодія стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування, з урахуванням як їхнього відхилення, так і швидкості їхнього відхилення, визначається сумою залежностей (7), (9) і (10):

$$\Delta x(\delta; \dot{\delta}) = \frac{b_1}{\phi_0} \delta(t) + \frac{x_c b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V + b_1 \dot{\delta}(t)}. \quad (11)$$

Оскільки, як вказано вище, при виникненні трансзвукового флатера коливання аеродинамічних поверхонь керування носять гармонічний характер, тому їх можна представити рівнянням

$$\delta(t) = \delta_0 \sin \omega t. \quad (12)$$

де ω — кутова швидкість крутильних коливань аеродинамічної поверхні керування.

З урахуванням залежності (12) та враховуючи, що при виникненні трансзвукового флатера амплітуди коливань аеродинамічних поверхонь керування не перевищують $1.5...2^\circ$, ці коливання можна вважати малими, і рівняння (11) записати як

$$\Delta x_c(\delta, \dot{\delta}) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \delta_0 \sin \omega t + \frac{x_c \omega b_1}{\phi_0 V} \delta_0 \cos \omega t. \quad (13)$$

Рівняння (13) можна подати також у вигляді [21]

$$\Delta x_c(\delta, \dot{\delta}) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \delta_0 \sqrt{1 + \frac{x_c^2 \omega^2}{V^2}} \sin(\omega t + \alpha), \quad (14)$$

де α — кут випередження переміщень стрибків ущільнення, зумовлених швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, перед кутом переміщень стрибків ущільнення, зумовлених кутовим відхиленням аеродинамічної поверхні керування.

Величина цього кута, як можна бачити з рівняння (13), дорівнює

$$\alpha = \arctg \frac{x_c \omega}{V}. \quad (15)$$

З аналізу рівнянь (14) і (15) випливає, що складова переміщення стрибків ущільнення, зумовлена кутовою швидкістю коливань аеродинамічної поверхні керування, випереджує кут її відхилення. Саме ця складова призводить до такого розподілу тиску місцевого надзвукового потоку на профілі аеродинамічної поверхні керування, внаслідок якого виникає збуджений шарнірний момент.

Залежності (6), (7), (9) та (10) дозволяють оцінити особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування на різноманітних числах M польоту, зокрема і при виникненні трансзвукового флатера. Але з цією метою необхідно додатково визначити режими польоту літака, на яких можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування

У праці [13] запропоновано одну з можливих математичних моделей оцінки величини розподіленого збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування надзвукових літаків, яка дозволяє визначити режими польоту, при яких можливе виникнення трансзвукового

флатера аеродинамічних поверхонь керування:

$$\bar{M}(\dot{\delta}) \approx \Delta P_0 \left[1 - \frac{1}{2} \frac{b_k}{\phi_0 V_1} |\dot{\delta}(t)| \right] \frac{b_k^2 b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V \left(1 + \frac{b_1}{\phi_0 V} |\dot{\delta}(t)| \right)^2}, \quad (16)$$

де ΔP_0 — максимальна величина зміни тиску місцевого надзвукового струму на профілі аеродинамічної поверхні керування при умові розташування стрибків ущільнення на задній кромці профілю та при відсутності коливань, b_k — хорда профілю аеродинамічної поверхні керування.

Згідно з цією моделлю збуджений шарнірний момент виникає завдяки особливостям взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічної поверхні керування.

Задовільна збіжність результатів теоретичних оцінок рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування, отриманих за допомогою цієї математичної моделі, з результатами льотного експерименту [15, 20] дозволяє вважати її однією з можливих моделей, яка дозволяє кількісно оцінити величини збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера надзвукових літаків.

Як впливає з аналізу математичної моделі (16), вона має нелінійний характер, а саме, при малих амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування величина розподіленого збудженого шарнірного моменту збільшується, а потім починає зменшуватися. Для визначення максимально можливої величини збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування та з метою спрощення аналізу математичної моделі (16) пропонуємо безрозмірне відношення

$$\dot{z}(t) = \frac{b_1}{\phi_0 V} \dot{\delta}(t), \quad (17)$$

де $\dot{z}(t)$ — груповий безрозмірний параметр, який враховує геометричні дані аеродинамічного профілю, умови польоту літака та характер коливань аеродинамічної поверхні керування.

Крім того, аналіз рівняння (16) почнемо з визначення величини безрозмірного коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинаміч-

ної поверхні керування, під яким, у даному випадку, розуміється відношення

$$m(\dot{\delta}) = \frac{\bar{M}(\dot{\delta})}{\Delta P_0 b_k^2} \approx \left(1 - \frac{1}{2} \frac{b_k}{\phi_0 V} |\dot{\delta}(t)|\right) \times \frac{b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V \left(1 + \frac{b_1}{\phi_0 V} |\dot{\delta}(t)|\right)^2}. \quad (18)$$

З урахуванням залежності (17) величину безрозмірного коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування (18) можна подати у вигляді

$$m(\dot{\delta}) \approx \left(1 - \frac{1}{2} \frac{b_k}{b_1} |\dot{z}(t)|\right) \frac{\dot{z}(t)}{[1 + |\dot{z}(t)|]^2}. \quad (19)$$

З рівняння (19) визначимо величину групового безрозмірного параметра $\dot{z}(t)$, при якому величина коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування буде максимально можливою, тобто виконувалась умова

$$\frac{dm(\dot{\delta})}{d\dot{z}(t)} = 0. \quad (20)$$

Після диференціювання рівняння (19) з урахуванням умови (20) отримаємо величину групового безрозмірного параметра $\dot{z}(t)$, при якому величина коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування буде максимально можливою:

$$\dot{z}_\phi(t) = \frac{b_1}{b_1 + b_k}, \quad (21)$$

де $\dot{z}_\phi(t)$ — величина групового безрозмірного параметра, при якій величина коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування буде максимально можливою, тобто при якій можливо виникнення трансзвукового флатера.

За допомогою умови (21) визначимо режими польоту літаків, на яких можливе виникнення трансзвукового флатера. З цією метою нагадаємо, що у праці [24] було доведено умову, при якій можливе виникнення трансзвукового флатера, а саме

$$x_{c_\phi} = b_k - \Delta x_\Pi(\dot{\delta}), \quad (22)$$

де x_{c_ϕ} — відстань перетину профілю аеродинамічної поверхні керування, де розташований

стрибок ущільнення, від осі обертання при виникненні трансзвукового флатера.

З урахуванням позначень (17) та (22) залежність (10) можна подати у вигляді

$$\Delta x_\Pi(\dot{\delta}) = \frac{x_{c_\phi} \dot{z}_\phi(t)}{1 - \dot{z}_\phi(t)}. \quad (23)$$

Підставляючи залежність (23) в умову (22), отримаємо

$$x_{c_\phi} = b_k [1 - \dot{z}_\phi(t)]. \quad (24)$$

Розташування стрибків ущільнення на профілі аеродинамічної поверхні керування, при якому можливе виникнення трансзвукового флатера, отримаємо з рівняння (24) і залежності (21):

$$x_{c_\phi} = \frac{b_k^2}{b_1 + b_k}. \quad (25)$$

Режими польоту літаків, на яких можливе виникнення трансзвукового флатера, можна визначити за допомогою рівняння (3), яке у даному випадку подамо у вигляді

$$M_{1_\phi} \approx \sqrt[3]{1 + 11.5 \phi(x_{i_\phi})}, \quad (26)$$

де M_{1_ϕ} — максимальне число M_1 місцевого надзвукового потоку на поверхні профілю при виникненні трансзвукового флатера, x_{i_ϕ} — відстань перетину хорди i аеродинамічного профілю, в якому розташовані стрибки ущільнення, від лінії максимальної товщини аеродинамічного профілю при виникненні трансзвукового флатера. Величину x_{i_ϕ} у рівнянні (26) можна визначити так:

$$x_{i_\phi} = b_1 - b_k + x_{c_\phi}. \quad (27)$$

Підставляючи вираз (25) у рівняння (27), отримаємо

$$x_{i_\phi} = \frac{b_1^2}{b_1 + b_k}. \quad (28)$$

А враховуючи залежність (5) та умову (28), з рівняння (26) отримаємо число M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, при якому можливе виникнення трансзвукового флатера:

$$M_{1_\phi} \approx \sqrt[3]{1 + 11.5 \frac{b_1}{b_1 + b_k} \phi_0}. \quad (29)$$

Число Маха незбудженого потоку повітря, при якому можливо виникнення трансзвукового флатера, можна отримати з рівняння (1).

Оцінимо рівень коливань аеродинамічної поверхні керування, при якому збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини. З цієї метою залежність (17) представимо у вигляді

$$\dot{z}_\phi(t) = \frac{b_1 \bar{\omega}}{b_k \phi_0} \delta(t), \quad (30)$$

де $\bar{\omega}$ — безрозмірна частота коливань аеродинамічної поверхні керування (число Струхалю). Число Струхалю у залежності (30) визначається відношенням

$$\bar{\omega} = \frac{b_k \omega}{V}. \quad (31)$$

Залежність (30) при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, можна також представити у вигляді

$$\delta(t) = \frac{b_k \phi_0}{b_1 \bar{\omega}} \dot{z}_\phi(t). \quad (32)$$

Підставляючи умову (21) у вираз (32), отримаємо амплітуду коливань аеродинамічної поверхні керування, при якій збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини, тобто при якій можливе виникнення трансзвукового флатера:

$$\delta_{0\phi} = \frac{b_k \phi_0}{(b_1 + b_k) \bar{\omega}}. \quad (33)$$

З аналізу рівняння (33) випливає, що амплітуда коливань аеродинамічної поверхні керування, при якій збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини, залежить від геометричних характеристик несівної аеродинамічної поверхні і аеродинамічної поверхні керування, від кутової частоти власних коливань аеродинамічної поверхні керування та режимів польоту літака.

З наведеного також випливає, що для кількісного аналізу особливостей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування, тобто для аналізу залежностей $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ необхідно визначити геометричні характеристики несівної аеродинамічної поверхні і аеродинамічної поверхні керування та число Струхалю. Число Струхалю надзвукових літаків лежить у межах $\bar{\omega} = 0.4 \dots 0.6$.

Аналіз особливостей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування здійснимо при $\bar{\omega} = 0.5$, $\phi_0 = 0.04$ при $b_1/b_k = 3.0$ на таких числах Маха польоту літаків, коли можливе виникнення трансзвукового флатера.

Кількісною оцінкою у праці [14] було доведено, що при малих амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування, тобто при $\dot{\delta}(t) \rightarrow 0$, їхній збуджений шарнірний момент завжди більший, ніж шарнірний момент від сил аеродинамічного демпфування, що підтверджує теоретичну можливість виникнення трансзвукового флатера як надзвукових, так і гіперзвукових літаків. Тому оцінку особливостей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування розглянемо при невеликих амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування, а саме, коли переміщення стрибків ущільнення при коливаннях аеродинамічної поверхні керування не обмежуються задньою кромкою профілю, та при умові (33), коли збуджений шарнірний момент аеродинамічної поверхні керування досягає максимальної величини.

Для визначення характеру залежностей $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ у першому випадку скористаємося залежностями (6), (8), (17), (21), (23), (25) та (31). Але необхідно зауважити, що цей випадок може спостерігатися або на великих висотах польоту літаків, або при наявності демпферів коливань аеродинамічних поверхонь керування.

Так, амплітуда коливань аеродинамічних поверхонь керування визначається з рівняння (6), яке подамо у вигляді

$$\delta_0 = \frac{\Delta x_n(\delta)}{b_1} \phi_0. \quad (34)$$

Переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування, зумовлених кутом відхилення аеродинамічної поверхні керування, можна визначити залежністю

$$\Delta x_n(\delta) = b_k - x_{c\phi}. \quad (35)$$

З урахуванням залежностей (25) та (35) із залежності (34) визначимо амплітуду коливань аеродинамічних поверхонь керування, при якій

переміщення стрибків ущільнення назад не обмежуються задньою кромкою профілю:

$$\delta_0 = \frac{b_k}{b_1 + b_k} \phi_0. \quad (36)$$

При виникненні флатера переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування, які зумовлені швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, визначаються залежністю (23). Аналогічною залежністю можна визначити і переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування:

$$\Delta x_{\text{в}}(\dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}} \dot{z}_{\phi}(t)}{1 + \dot{z}_{\phi}(t)}. \quad (37)$$

Тобто, з рівнянь (23) та (37) з урахуванням умови (21) можна отримати максимальні величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від початкового розташування при умові, коли збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини, а амплітуда коливань аеродинамічної поверхні керування визначається залежністю (33).

У даному випадку, коли амплітуда коливань аеродинамічної поверхні керування визначається залежністю (36), величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від початкового розташування також можна визначити за допомогою залежностей (23) та (37), але величину групового параметра $\dot{z}(t)$ у цих залежностях також необхідно визначати з урахуванням залежності (36). Максимальна величина цього параметра, як це можна бачити з аналізу залежностей (17) та (31), дорівнює

$$\dot{z}_1(t) = \frac{b_1}{b_k} \bar{\omega} \frac{\delta_0}{\phi_0}, \quad (38)$$

де $\dot{z}_1(t)$ — максимальна величина групового безрозмірного параметра, при якій переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування не обмежуються задньою кромкою профілю.

З урахуванням залежності (36), залежність (38) запишемо у вигляді

$$\dot{z}_1(t) = \frac{b_1}{b_1 + b_k} \bar{\omega}. \quad (39)$$

А підставляючи залежність (39) у рівняння (23) та рівняння (37), отримаємо рівняння для



Рис. 1. Залежності $\Delta x_{\text{в}}(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x_{\text{н}}(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при $x_{\text{с}} = x_{\text{сф}}$, $\delta_0 = 0.25\phi_0$

оцінки величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від початкового розташування стрибків ущільнення при умовах, коли переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування не обмежується задньою кромкою аеродинамічного профілю:

— переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування

$$\Delta x_{\text{в}}(\dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}} b_1 \bar{\omega}}{b_k + b_1 (1 + \bar{\omega})}, \quad (40)$$

— переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування

$$\Delta x_{\text{н}}(\dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}} b_1 \bar{\omega}}{b_k + b_1 (1 - \bar{\omega})}. \quad (41)$$

Фазовий кут випередження переміщень стрибків ущільнення, зумовлений швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, над кутом відхилення аеродинамічної поверхні керування, отримаємо з рівняння (8). Його максимальна величина спостерігається при $x_{\text{с}} = x_{\text{сф}}$ і дорівнює

$$\Delta\phi(x_{\text{сф}}, \dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}}}{b_k} \bar{\omega} \delta_0. \quad (42)$$

Залежності (36) та (40)–(42) при прийнятих вище вхідних даних дозволяють визначити особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування, тобто визначити залежності $\Delta x_{\text{в}}(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та

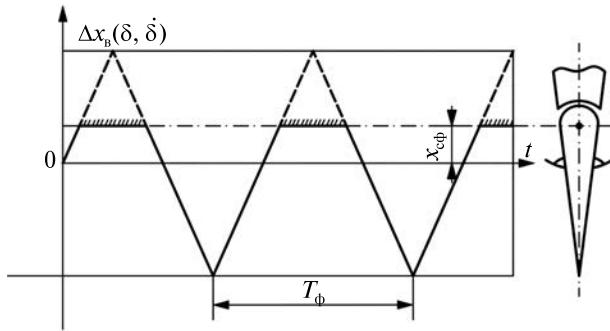


Рис. 2. Залежності $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ при $x_c = x_{сф}$, $\delta_0 = 0.25\phi_0$. Штрихові лінії — умовне переміщення стрибка ущільнення

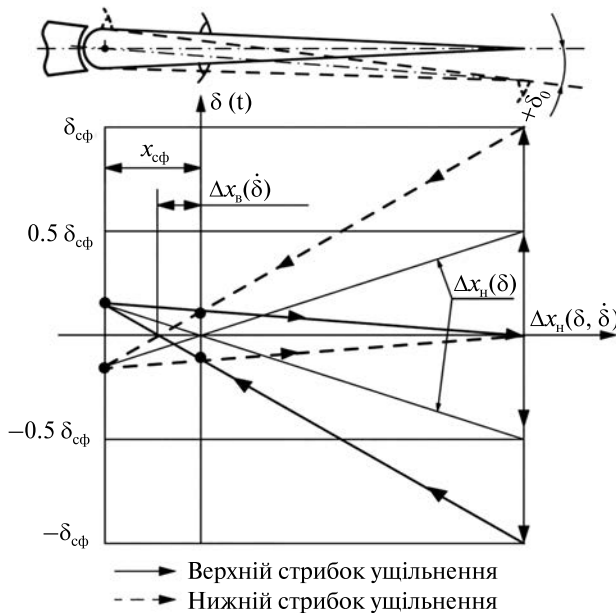


Рис. 3. Залежності $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при виникненні трансзвукового флатера ($\delta_{0\phi} = 0.5\phi_0$)

$\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при умовах, коли переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування не обмежується задньою кромкою аеродинамічного профілю.

На рис. 1 можна бачити, що переміщення стрибків ущільнення випереджають відхилення аеродинамічної поверхні керування на кут, який визначається залежністю (42). Ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основ-

ною причиною виникнення збудженого аеродинамічного шарнірного моменту, внаслідок якого і виникає трансзвуковий флатер.

Характер залежностей $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ представлено на рис. 2. Видно, що і при невеликих амплітудах коливань аеродинамічної поверхні керування переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування обмежуються передньою кромкою аеродинамічної поверхні керування. Ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування на трансзвукових швидкостях польоту надзвукових літаків. Період T_ϕ цих коливань дорівнює періоду власних коливань аеродинамічних поверхонь керування у наземних умовах.

Характер залежностей $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, тобто при умові (33), представлено на рис. 3.

У даному випадку особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування визначаються відповідно до залежностей (23) та (37), але з урахуванням умови (21).

Підставляючи умову (21) у рівняння (23) та рівняння (37), отримаємо максимальні величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від їхнього початкового розташування при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини:

— переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування

$$\Delta x_b(\dot{\delta}) = \frac{x_{сф} b_1}{2b_1 + b_k}, \quad (43)$$

— переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування

$$\Delta x_n(\dot{\delta}) = x_{сф} \frac{b_1}{b_k}. \quad (44)$$

Максимальний фазовий кут випередження переміщень стрибків ущільнення, зумовлений певною швидкістю відхилення аеродинамічної

поверхні керування, над кутом її відхилення, спостерігається при $x_c = b_k$ і, як впливає з рівняння (8), дорівнює

$$\Delta\phi_\phi(b_k, \dot{\delta}) = \bar{\omega}\delta_{0\phi}. \quad (45)$$

На рис. 3, як і на рис. 1, можна бачити, що переміщення стрибків ущільнення випереджають відхилення аеродинамічної поверхні керування на кут, максимальна величина якого у даному випадку визначається залежністю (45). Як було відмічено вище, ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основною причиною виникнення збудженого аеродинамічного моменту, внаслідок якого і виникає трансзвуковий флатер.

Характер залежностей $\Delta x_\phi(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_\eta(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, представлено на рис. 4. Видно, що при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, переміщення стрибків ущільнення обмежуються як передньою, так і задньою кромками аеродинамічної поверхні керування.

Саме про цю особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування у праці [5] вказано, що: «Ударні хвилі не виникають в якійсь визначеній точці профілю, вони коливаються з великою частотою між двома можливими положеннями рівноваги і викликають коливання всього літака».

З наведеного вище впливає, що ці положення рівноваги визначаються передньою та задньою кромками аеродинамічної поверхні керування.

Як вже було відмічено, ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування на трансзвукових швидкостях польоту.

ВИСНОВОК

На базі аналізу особливостей взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування та математичної

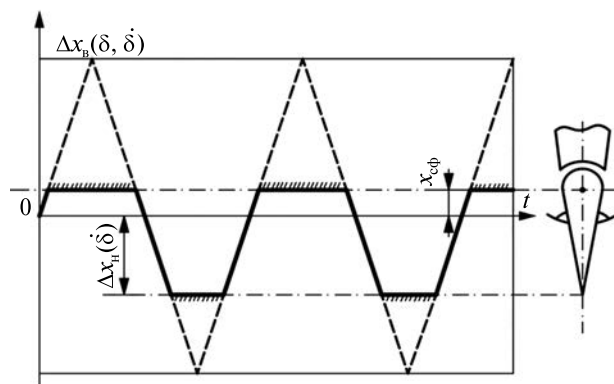


Рис. 4. Залежність $\Delta x_\phi(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_\eta(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$, при виникненні трансзвукового флатера ($\delta_{0\phi} = 0.5\phi_0$). Штрихові лінії — умовне переміщення стрибка ущільнення

моделі оцінки збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування визначено причини та механізм формування збуджених сил та збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера.

Доведено, що основною причиною формування збуджених сил та збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування, внаслідок яких можливе виникнення трансзвукового флатера, — є фазове випередження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування, зумовлене кутовою швидкістю коливань аеродинамічної поверхні керування, над кутом її відхилення.

Основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера є обмеження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування як задньою, так і передньою кромками профілю аеродинамічної поверхні керування.

Отримані результати можуть використовуватися для прогнозування безпечних режимів польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем як на етапі льотних випробувань, так і на етапі експлуатації.

Подальші дослідження цієї проблеми доцільно присвятити аналізу методів зменшення рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера.

ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. *Прикладная газовая динамика*. М.: Наука, 1976. 888 с.
2. Агеев Ю. И., Назаренко В. В., Невежина Т. П. Экспериментальное исследование установившихся колебаний элерона в околосзвуковом потоке. *Уч. записки ЦАГИ*. 1974. **5**, № 8. С. 71—80.
3. *Аэродинамическое исследование колеблющейся поверхности управления при трансзвуковых скоростях*. М.: ЦАГИ, 1975. Обзор № 456. 105 с.
4. Бисплингхофф Р. Л., Эшли Х., Халфмэн Р. Л. *Аэроупругость*. Л.-М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 800 с.
5. Гошек И. *Аэродинамика больших скоростей*. М.: ИЛ, 1954. 547 с.
6. Исогаи К. О механизме резкого снижения границы флаттера крыла прямой стреловидности на режиме трансзвукового полета. Часть 1. *Ракетная техника и космонавтика*. 1979. **17**, № 7. С. 149—151.
7. Исогаи К. О механизме резкого снижения границы флаттера крыла прямой стреловидности на режиме трансзвукового полета. Часть 2. *Ракетная техника и космонавтика*. 1981. **19**, № 10. С. 169—171.
8. Ишмуратов Ф. З., Кузьмина С. И., Мосунов В. А. Расчетные исследования трансзвукового флаттера. *Уч. записки ЦАГИ*. 1999. **30**, № 3-4. С. 151—163.
9. Келдыш М. В. *Избранные труды. Механика*. М.: Наука, 1985. 568 с.
10. Кузьмина С. И. Расчетные исследования трансзвукового флаттера самолета. *Уч. записки ЦАГИ*. 1989. **20**, № 6. С. 110—115.
11. Лебедев А. А., Чернобровкин Л. С. *Динамика полета беспилотных летательных аппаратов*. М.: Оборонгиз, 1962. 548 с.
12. Сафронов А. В. *Трансзвуковой флаттер конструкций самолетов*. К: КВВАИУ, 1987. 155 с.
13. Сафронов А. В. Аэродинамическое воздействие скачков уплотнения на колеблющийся в околосзвуковом потоке элерон. *Уч. записки ЦАГИ*. 1991. **22**, № 3. С. 110—117.
14. Сафронов О. В., Неділько О. М., Семон Б. Й. Трансзвуковий флатер аеродинамічних поверхонь керування надзвукових та гіперзвукових літаків. *Зб. наук. праць Центру воєнно-стратегічних досліджень НУОУ*. 2016. № 2(57). С. 18—23.
15. Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М. Порівняльний аналіз теоретичних та розрахунково-експериментальних методів оцінки характеристик трансзвукового флатера. *Зб. наук. праць Центру воєнно-стратегічних досліджень НУОУ*. 2015. № 1(53). С. 41—48.
16. Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М., Бодрик Ю. Г. Метод оцінки небезпечного діапазону трансзвукових чисел М польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6 (145). С. 42—49.
17. Сафронов О. В., Сиротенко А. М., Семон Б. Й., Неділько О. М. Математична модель фюзеляжних коливань на трансзвукових швидкостях польоту. *Космічна наука і технологія*. 2021. **27**, № 2 (129). С. 28—37.
18. Свищев Г. П. Эффективность руля и шарнирные моменты его при больших скоростях. *Тр. ЦАГИ*. 1975. Вып. 1722. 10 с.
19. Семон Б. Й., Сафронов О. В., Неділько О. М. Трансзвуковий флатер: від MiG-25 до Space Ship Two. *Наука і оборона*. 2016. № 3. С. 32—35.
20. Семон Б. Й., Сафронов О. В., Неділько О. М. Метод оцінювання тиску місцевого надзвукового потоку на профілі аеродинамічної поверхні керування при виникненні трансзвукового флатера. *Наука і оборона*. 2019. № 2. С. 39—43.
21. Тимошенко С. П. *Колебания в инженерном деле*. М.: Наука, 1967. 444 с.
22. Трейси Р. М., Альбано Е. Д., Фар. М. Л. Расчет трансзвуковых течений около колеблющегося профиля методом возмущений. *Ракетная техника и космонавтика*. 1976. **14**, № 9. С. 126—136.
23. Gao C. Q., Zhang W. W., Ye Z. Y. A new viewpoint on the mechanism of transonic single-degree-of-freedom flutter. *Aero-space Sci. and Technology*. 2016. **52**. P. 144—156.
24. Safronov O., Semon B., Nedilko O., Bodryk Yu. Mathematical Models of Transonic Flatter of Aerodynamic Control Surfaces of Supersonic Aircraft. *Advs in Military Technology*. 2022. **17**, No. 2. P. 195—209.

REFERENCE

1. Abramovich G. N. (1976). *Prikladnaya gazovaya dinamika*. M.: Nauka, 888 p.
2. Ageev Yu. I., Nazarenko V. V., Nevezhina T. P. (1974). Eksperimentalnoe issledovanie ustanovivshikhsya kolebaniy elerona v okolozvukovom potoke. *Uchenie zapiski TsAGI*, **5**, № 8, 71—80.
3. *Aerodinamicheskoe issledovanie koleblyushcheysya poverkhnosti upravleniya pri transzvukovikh skorostyakh* (1975). M.: TsAGI, Obzor № 456, 105 p.
4. Bisplinghoff R. L., Eshli Kh., Khalfmen R. L. (1958). *Aerouprugost*. M.: Izd-vo inostr. lit., 800 p.
5. Goshek I. (1954). *Aerodinamika bolshikh skorostei*. M., 547 p.
6. Isogai K. (1979). O mekhanizme rezkogo snizheniya granitsi flattera krila pryamoi strelovidnosti na rezhime transzvukovogo poleta. Chast 1. *RTK*, **17**, № 7, 149—151.
7. Isogai K. (1981). O mekhanizme rezkogo snizheniya granitsi flattera krila pryamoi strelovidnosti na rezhime transzvukovogo poleta. Chast 2. *RTK*, **19**, № 10, 169—171.
8. Ishmuratov F. Z., Kuzmina S. I., Mosunov V. A. (1999). Raschetnie issledovaniya transzvukovogo flattera. *Uchenie zapiski TsAGI*, **30**, № 3-4, 151—163.
9. Keldysh M. V. (1985). *Izbrannye trudy. Mekhanika*. M.: Nauka, 568 p.
10. Kuzmina S. I. (1989). Raschetnie issledovaniya transzvukovogo flattera samoleta. *Uchenie zapiski TsAGI*, **20**, № 6, 110—115.
11. Lebedev A. A., Chernobrovkin L. S. (1962). *Dinamika poleta bespilotnykh letatelnykh apparatov*. M.: Oborongiz, 548 p.
12. Safronov A. V. (1987). *Transzvukovoi flatter konstruktssii samoletov*. K.: KVVAIU, 155 p.
13. Safronov A. V. (1991). Aerodinamicheskoe vozdeistvie skachkov uplotneniya na koleblyushchiysya v okolozvukovom potoke eleron. *Uchenie zapiski TsAGI*, **22**, № 3, 110—117.
14. Safronov O. V., Nedilko O. M., Semon B. Y. (2016). Transzvukoviy flater aerodynamichnykh poverkhon keruvannia nadzvukovykh ta hiperzvukovykh litakiv. *Zbirnyk naukovykh prats Tsentru voienno-stratehichnykh doslidzhen NUOU*, № 2(57), 18—23.
15. Safronov O. V., Semon B. Y., Nedilko O. M. (2015). Porivnialnyi analiz teoretychnykh ta rozrakhunkovo-eksperymentalnykh metodiv otsinky kharakterystyk transzvukovoho flateru. *Zbirnyk naukovykh prats Tsentru voienno-stratehichnykh doslidzhen NUOU*, № 1(53), 41—48.
16. Safronov O. V., Semon B. I., Nedilko O. M., Bodryk Yu. H. (2023). Metod otsinky nebezpechnoho diapazonu transzvukovykh chysel M polotu nadzvukovykh litakiv ta aerokosmichnykh system. *Kosmichna nauka i tekhnolohiia*, **29**, № 6 (145), 42—49.
17. Safronov O. V., Syrotenko A. M., Semon B. I., Nedilko O. M. (2021). Matematychna model fiuzeliaznykh kolyvan na transzvukovykh shvydkostiakh polotu. *Kosmichna nauka i tekhnolohiia*, **27**, № 2 (129), 28—37.
18. Svishchev G. P. (1975). Effektivnost rulya i sharnirnye momenti yego pri bolshikh skorostyakh. *Trudi TsAGI*, vipusk 1722, 10 p.
19. Semon B. Y., Safronov O. V., Nedilko O. M. (2016). Transzvukoviy flater: vid MiH-25 do Space Ship Two. *Nauka i oborona*, № 3, 32—35.
20. Semon B. Y., Safronov O. V., Nedilko O. M. (2019). Metod otsiniuvannia tysku mistsevoho nadzvukovoho potoku na profili aerodynamichnoi poverkhni keruvannia pry vynyknenni transzvukovoho flateru. *Nauka i oborona*, № 2, 39—43.
21. Timoshenko S. P. (1967). *Kolebaniya v inzhenernom dele*. M.: Nauka. 444 p.
22. Trejsi R. M., Albano E. D., Far M. L. (1976). Raschet transzvukovykh techeniy okolo koleblyushegosya profilya metodom vozmushenij. *Raketnaya tekhnika i kosmonavtika*, **14**, № 9, 126—136.
23. Gao C. Q., Zhang W. W., Ye Z.Y. (2016). A new viewpoint on the mechanism of transonic single-degree-of-freedom flutter. *Aerospace Sci. and Technology*, **52**, 144—156.
24. Safronov O., Semon B., Nedilko O., Bodryk Yu. (2022). Mathematical Models of Transonic Flutter of Aerodynamic Control Surfaces of Supersonic Aircraft. *Adv. in Military Technology*, **17**, No. 2, 195—209.

Стаття надійшла до редакції 21.09.2024

Після доопрацювання 21.09.2024

Прийнято до друку 05.12.2024

Received 21.09.2024

Revised 21.09.2024

Accepted 05.12.2024

O. V. Safronov, Doctor of Technical Sciences, Prof., Leading Researcher

B. Y. Semon, Doctor of Technical Sciences, Prof., Chief Researcher

O. M. Nedilko, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Leading Researcher

National Defense University of Ukraine

28 Air Forces Ave., Kyiv, 03049 Ukraine

PECULIARITIES OF THE INTERACTION OF COMPRESSION JUMPS WITH FLUCTUATIONS OF AERODYNAMIC CONTROL SURFACES DURING THE OCCURRENCE OF TRANSONIC FLUTTER OF SUPERSONIC AIRCRAFT AND AEROSPACE SYSTEMS

The theoretical and experimental methods of classical (two-stage) flutter of aerodynamic surfaces in both stationary and non-stationary flows have been sufficiently developed. A large number of scientific works are devoted to the study of these oscillations. However, the problem of theoretical substantiation of the causes of intense oscillations of the aerodynamic control surfaces of supersonic aircraft at transonic flight speeds remains unsolved. There is still no universally accepted mathematical model of transonic flutter.

The relevance of the solution to this problem is justified by the need for a preliminary assessment of the level of oscillations of aircraft structural elements before flight tests and the need to ensure reliable flight operation of supersonic aircraft and aerospace systems.

In the article, based on the analysis of the regularities of the adiabatic expansion of the local supersonic flow on the surface of the aerodynamic profile and the mathematical model for estimating the excited hinge moments of the aerodynamic control surfaces, the conditions under which the occurrence of transonic flutter of the aerodynamic control surfaces of supersonic aircraft and aerospace systems is possible are determined. The analysis examined the characteristics of how sealing jumps interact with the oscillations of aerodynamic control surfaces in these flight modes, which determine the mechanism of transonic flutter of the aerodynamic control surfaces.

It has been proved that the main reason for the intense oscillations of the aerodynamic control surfaces during the occurrence of transonic flutter is the phase advance of the movements of the sealing jumps along the profile of the aerodynamic control surface above the angle of its deviation, which is due to the angular velocity of the oscillations of the aerodynamic control surface.

The main reason for the non-linear nature of the oscillations of the aerodynamic control surfaces during the occurrence of transonic flutter is the restriction of the movements of the sealing jumps along the profile of the aerodynamic control surface by both the rear and the front edges of the profile of the aerodynamic control surface.

The obtained results can be used to predict the safe flight modes of supersonic aircraft and aerospace systems both at the stage of flight tests and the stage of operation.

Keywords: supersonic flight, oscillations, transonic speed, transonic flutter, flow parameters, aerodynamic control surface, flight number M , mathematical model

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.017>
UDC 62-932.4

Y. V. IVANCHUK¹, Doctor of Technical Sciences, Prof.

<https://orcid.org/0000-0002-4775-6505>

A. A. YAROVYI¹, Doctor of Technical Sciences, Prof.

<https://orcid.org/0000-0002-6668-2425>

V. V. LIMAN², PhD in Technical Sciences, Associate Prof.

<https://orcid.org/0000-0003-1280-237X>

V. S. OZERANSKYI¹, PhD in Technical Sciences, Associate Prof.

<https://orcid.org/0009-0007-1694-2317>

O. A. KOZLOVSKYI¹, Student

<https://orcid.org/0009-0008-1797-4086>

¹ Vinnytsia National Technical University

95 Khmelnytske Shose Str., Vinnytsia, 21021 Ukraine

² Vinnytsia National Agrarian University

3 Sonyachna Str., Vinnytsia, 21008 Ukraine

MODELING THE STABILITY OF A THROTTLE HYDRAULIC DRIVE OF ROCKET AND SPACE SYSTEMS UNDER RANDOM LOAD AND STOCHASTIC PARAMETERS

The use of a throttle hydraulic drive in rocket and space technology is promising due to its simplicity, reliability in operation, and low metal consumption. It has been determined that vibrations occur in the hydraulic system of rocket and space equipment under external influence. They cause unstable movement of working units, and, as a result, additional vibrations occur on the actuator. Determining the stability of the throttle hydraulic drive is relevant. This will ensure that the rocket and technical system maintains specified equilibrium states or types of motion. The article solves an important scientific and technical problem of increasing the accuracy of identifying the state of a hydraulic drive with throttle control under the action of a stochastic load in rocket and technical systems. A mathematical model of the operation of a hydraulic drive with throttle control is developed based on its calculation scheme. A generalized method for mathematical modeling of the probability of system stability for the mathematical expectation under a random load and in the presence of one random parameter, namely, the modulus of elasticity of the working fluid, is developed. Linearization of viscous friction forces was performed, and the schedule of the standard deviation of the random modulus of elasticity of the working fluid in the Taylor series was used. A solution to the mathematical model in the form of differential equations using a technique based on statistical linearization and expansion in the Taylor series was proposed. In this case, the stability condition of the hydraulic system is determined by the mathematical expectation in the form of the Hurwitz criterion. The stability condition of the hydraulic drive with throttle control is determined based on the probability of system stability, where the value of the random external load is specified in the form of mathematical expectation and variance.

Keywords: hydraulic drive; stochastic parameters; pressure; elastic modulus; stability; rocket and space technology.

Цитування: Ivanchuk Y. V., Yarovyi A. A., Liman V. V., Ozeranskyi V. S., Kozlovskyi O. A. Modeling the stability of a throttle hydraulic drive of rocket and space systems under random load and stochastic parameters. *Space Science and Technology*. 2025. 31, No. 1 (152). P. 17—26. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.017>

© Publisher РН «Akademperiodyka» of the NAS of Ukraine, 2025. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

INTRODUCTION

Hydraulic automation equipment is widely applied in the rocket and space industry [12]. In particular, hydraulic lifting mechanisms are exclusively used in the lifting and installation units of space launch complexes to transfer a space rocket from a horizontal to a vertical position [3]. The use of hydraulic systems for controlling various machines and devices in spacecraft testing facilities allows for creating external working load forces with a wide range of dynamic parameter adjustments at the experimental facility [18]. In modern rocket and technical systems with a high degree of cycle automation, it is necessary to implement many different types of motion. A compact hydraulic cylinder is easily built into mechanisms and connected by pipelines to a pump unit. The use of a hydraulic drive opens up wide opportunities for cycle automation, control, and optimization of work processes and is also easily upgraded. Throttle control based on the use of elements with variable flow sections in control circuits is promising for the hydraulic drive of rocket and space technology [9]. These elements regulate the flow rate of the working medium and, if necessary, change the direction of flows. In hydraulic systems with throttle control, the power source provides control circuits for the working environment with a small change in pressure in the pressure line at virtually unlimited costs [16].

The growing requirements for automatic control systems in rocket and space technology have led to an in-depth study of the properties of hydraulic devices and the development of calculation methods for systems built using these devices. It has been determined that vibrations occur in the hydraulic system of rocket and space equipment under external influence. This causes unstable movement of the working units, and, as a consequence, additional vibrations occur on the actuator [10]. In particular, when random vibrations occur, the change in the pressure drop in the cavities of the hydraulic cylinder can be so large that it significantly affects the instantaneous values of the flow rate of the working fluid flowing through the distributor. All this leads to a general decrease in the reliability of rocket and technical systems and, consequently, can result in emergency situations, both on the launch pad and in outer space [10, 22]. Therefore, when designing hydraulic systems, it is necessary to

solve the synthesis problem. It consists of choosing the system structure, its parameters, and the design of the elements in such a way that both resistance to random stochastic loads (vibrations, impacts from space debris) and the necessary quality indicators of the control processes are ensured [7, 18].

The aim of the work is to increase the accuracy of identifying the state of a hydraulic drive with throttle control under the action of a stochastic load in rocket-technical systems by developing and implementing new, more effective methods of mathematical modeling. This will allow for achieving a number of high-quality practical results: increasing the reliability of determining the operating characteristics when designing a hydraulic drive; the possibility of developing rocket-technical systems with improved operational characteristics; and reducing the time for testing rocket and space technologies, etc.

To achieve the set goals, it is necessary to solve the following tasks:

- develop a mathematical model of the operation of a hydraulic drive with throttle control under the action of a stochastic load;
- develop a method for solving a mathematical model of the dynamics of a hydraulic drive with throttle control, which will allow determining the stability of the system under the action of a stochastic load;
- using the developed method, determine the stability of a given motion mode under the action of an external stochastic load.

LITERATURE REVIEW

The work of [22] presents a graph-analytical method for determining the stability region of pressure pulse generators. In this method, unlike existing ones, the Hurwitz stability criterion is used for a linear, non-homogeneous differential equation of the third order to represent the mathematical model of the motion of the shut-off element in the pulsator valve. This allows us to determine the energy relationships of the drive for the occurrence of different types of oscillatory processes.

The practical implementation of such an approach is possible only for mathematical models of mainly low dimensionality and describes the properties of objects under the action of deterministic loads. This restricts the applicability of mathematical mod-

eling results, which do not consider the effects of all transient processes in the hydraulic link [26]. All this results in the accumulation of redundant, unrealized systems of technological movements [6].

In the works of [1, 23], a statistical linearization method was proposed that, unlike the existing ones, uses complex amplitudes and the probability integral. This allows for solving linear non-homogeneous differential equations of the second order of oscillatory systems in stochastic mathematical models of hydraulic systems using the spectral form of amplitude-frequency characteristics. In these models, the functions of the force interaction of the working elements of the pulse drive are a stationary, ordinary, random process. The method used does not take into account the stochastic change in the properties of the working fluid as an element of the energy carrier of the hydraulic system. The consequence of this is the numerical instability (fluctuations) of the solution of the mathematical model in the transient modes of operation of the hydraulic drive.

The physical parameters of the energy carrier (working fluid) and the design characteristics of the hydraulic drive have a significant impact on increasing the speed, energy saturation, and compactness of the hydraulic system. This necessitates the creation of mathematical models as systems of differential equations based on an artificial dynamic model with reduced coefficients [4, 27]. The reduced coefficients reflect the elastic-viscous properties of the hydraulic circuit with subsequent linearization of its dynamic characteristics. This, in turn, leads to the ignoring of wave processes [7] in the hydraulic drive. This approach to modeling does not allow for determining the stability of specified equilibrium states or movements of the hydraulic system.

The state of a hydraulic system can be stable or unstable depending on the characteristics and parameters of the elements that comprise it [21]. Since stability is the ability of a system to maintain specified equilibrium states or ensure specified types of movement, determining stability is, therefore, an urgent task when designing hydraulic systems.

MATERIALS AND METHODS

Figure 1 shows the hydraulic diagram of the hydraulic drive with throttle adjustment [5] for the move-

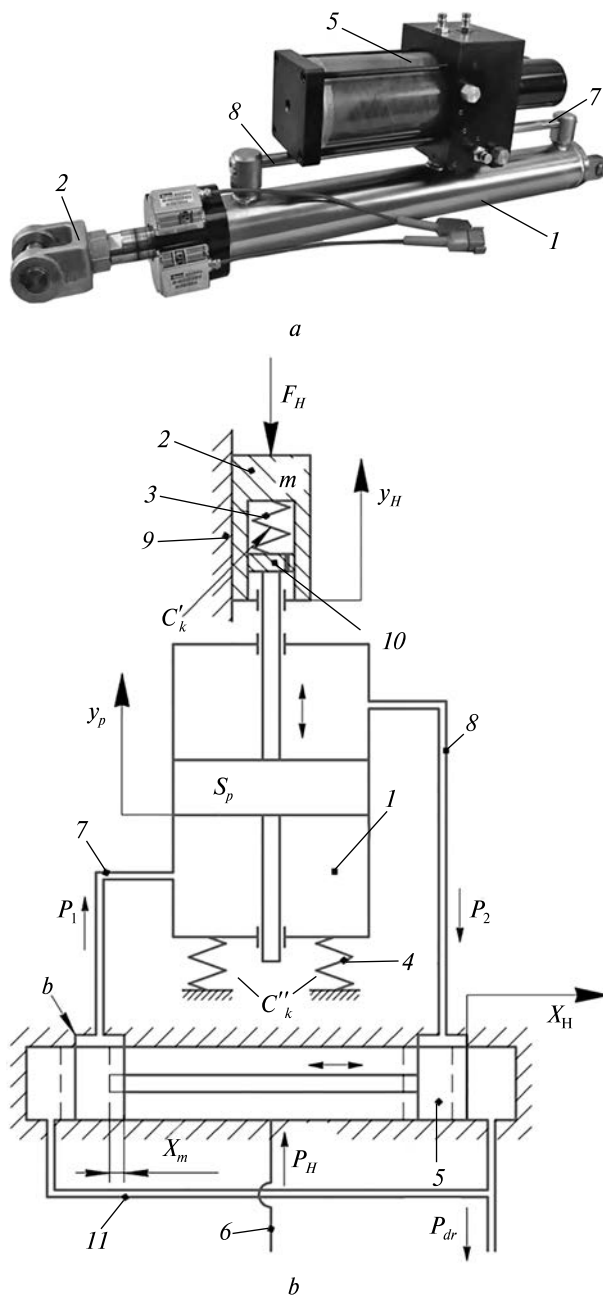


Figure 1. Hydraulic drive with throttle control: *a* — general look, *b* — calculation scheme

ment of the executive body of hydraulic cylinder 1. The hydraulic cylinder rod 1 is connected to the reduced mass m of the external load via a spring 3 with a stiffness of c'_k . The reduced mass 2 contacts the guide 9. A damping piston 10 is placed on the upper

end of hydraulic cylinder rod 1. The hydraulic cylinder 1 is attached to the base via springs 4 with a stiffness of c_k'' . In hydraulic cylinder 1, the working fluid is pumped through hydraulic line 7 by the hydraulic pump via pressure hydraulic line 6 and throttle distributor 5. The working fluid from hydraulic cylinder 1 is drained into the tank via hydraulic line 8 through throttle distributor 5 and drain hydraulic line 11.

The mathematical model of the hydraulic drive with throttle control (see Fig. 1, b) is represented by a system of equations:

$$\begin{aligned} S_p \frac{d}{dt}(y_p - y_c) + \frac{V}{E} \frac{dp_F}{dt} &= Q_1 - r p_F, \\ m \frac{d^2 y_H}{dt^2} &= c_k'(y_p - y_H) + \eta' \frac{d}{dt}(y_p - y_H) - \\ &- \eta \frac{dy_p}{dt} - k_p y_H - F_H - F_{fr} \text{sign} \frac{dy_H}{dt}, \\ p_F S_p &= c_k'(y_p - y_H) + \eta' \frac{d}{dt}(y_p - y_H), \\ -p_F S_p &= c_k''(y_p - y_H) - \eta'' \frac{dy_c}{dt}, \end{aligned} \quad (1)$$

where

$$\begin{aligned} Q_1 &= x_H \mu b \sqrt{\frac{1}{2} |p_H - p_F \text{sign} x| \text{sign} \Delta p}, \\ \Delta p &= p_p - p_F, \quad p_H = p_H - p_{dr}, \quad p_F = p_1 - p_2, \\ x_H &= \begin{cases} x & |x| \leq x_m, \\ x_m \text{sign} x & |x| > x_m, \end{cases} \end{aligned}$$

η' is the coefficient of viscous friction between the rod of hydraulic cylinder 1 and the reduced mass 2, η'' is the coefficient of viscous friction between the piston and the walls of hydraulic cylinder 1, η is the coefficient of viscous damping of the piston of hydraulic cylinder 10 of the reduced mass 2, V is the volume of the pressure cavity of the hydraulic drive, S_p is the area of the piston of hydraulic cylinder 1, r is the loss coefficient of the hydraulic drive, k_p is the coefficient of positional load on the initial link 2 of the hydraulic drive, p_p is the difference between the supply pressure p_H from the hydraulic pump and the drain pressure p_{dr} , p_F is the difference in pressure on the piston of hydraulic cylinder 1, y_H is the displacement of the reduced mass 2, y_p is the displacement of the piston of hydraulic cylinder 1, E is the reduced modulus of elasticity (random variable), F_H

is the external load on reduced mass 2 (random stationary function), F_{fr} is the dry friction force between the reduced mass 2 and guide 9, b is the width of the throttle opening of hydraulic distributor 5, x_H is the displacement of the piston of throttle hydraulic distributor 5, x_m is the maximum displacement of the piston of throttle hydraulic distributor 5, p_1 is the discharge pressure of hydraulic pump 1, p_2 is the drain pressure of hydraulic pump 1, μ is the flow coefficient of throttle hydraulic distributor 5.

Taking the external disturbance as $x = 0$, the system of equations (1) can be written in the following form [17]:

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{B}\eta_{fr}(\sigma) + \mathbf{B}F_H, \quad s = x_2, \quad (2)$$

where

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ -a_2 & -a_3 & a_4 & 0 & a_1 \\ -\gamma & -\theta_1 & -\beta & \theta & \gamma \\ 0 & 0 & -a & -b & 0 \\ c & 1 & e & 0 & -c \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ m \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{x} = \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \\ x_4 \\ x_5 \end{bmatrix},$$

$$a = \frac{S_p}{\eta''}, \quad b = \frac{c_k''}{\eta''}, \quad c = \frac{c_k'}{\eta'}, \quad e = \frac{S_H}{\eta'},$$

$$a_1 = \frac{c_k' - c\eta'}{m}, \quad a_2 = \frac{c_k' - c\eta' + k_p}{m},$$

$$a_3 = \frac{F_{fr}}{m}, \quad a_4 = \frac{e\eta'}{m},$$

$$\alpha = \frac{2E}{V}, \quad \beta = \alpha r + \alpha(e + a)S_p,$$

$$\theta_1 = \alpha S_p, \quad \gamma = \theta_1 c, \quad \theta = \theta_1 c,$$

$$x_1 = y_H, \quad x_2 = \frac{dy_H}{dt}, \quad x_3 = p_F,$$

$$x_4 = y_c, \quad x_5 = y_p.$$

It is necessary to determine the probability of system stability by the mathematical expectation under random load and in the presence of one random pa-

parameter. Let us assume that the load $F_H(t)$ is a random stationary function with a known mathematical expectation m_{PH} , variance D_{PH} , and correlation function $K_{PH}(\tau)$.

The reduced modulus of elasticity of the system E is considered a random parameter. To justify this assumption, it is necessary to note that the modulus of elasticity E depends on a number of factors: pressure and rate of pressure change [15], gas-air phase content [22], temperature of the air working fluid, etc. Considering that these factors are independent of each other and some of them are random variables, the value of the modulus of elasticity of the working fluid E is taken as a random variable with a normal probability density distribution and a given mathematical expectation m_E and variance D_E .

To solve the problem, it is necessary to apply an approach based on the statistical linearization method [2]. When $m_{FH} = \text{const}$, the mathematical expectation $m_x(t)$ in the established mode is determined from a system of nonlinear algebraic equations [20]:

$$\begin{aligned} m_{x_2} &= 0, \\ -a_2 m_{x_1} - (a_3 + k_0/m) m_{x_2} + a_4 m_{x_3} + \\ &+ a_1 m_{x_5} = \frac{m_{FH}}{m}, \\ -\gamma m_{x_1} - \theta m_{x_2} - \beta m_{x_3} - \theta m_{x_4} + \gamma m_{x_5} &= 0, \\ -a m_{x_3} - b m_{x_4} &= 0, \\ c m_{x_1} + m_{x_2} + e m_{x_3} - c m_{x_5} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

where

$$\begin{aligned} k_0(0, \sigma_{x_2}) &= k_1(0, \sigma_{x_2}) = \\ &= \eta_2 + \frac{2l}{\sigma_{x_2} \sqrt{2\pi}} - 2(\eta_1 + \eta_2) \Phi\left(\frac{\varepsilon}{\sigma_{x_2}}\right), \end{aligned}$$

and parameters l_1 , $\eta_1 = \text{tg} \eta'$, $\eta_2 = \text{tg} \eta''$ are known values determined from the nonlinear characteristic diagram Figure 2.

The solution of system (3) is

$$m_x = \alpha = \left| -\frac{m_{PH}}{m}, 0, 0, 0, -\frac{m_{PH}}{m} \right|.$$

Taking into account:

$$\beta = \text{grad} k_0(m_x, \sigma_x) \Big|_{m_x} = \left| 0, \frac{\partial k_0}{\partial m_{x_2}} \Big|_{m_x}, 0, 0, 0 \right|$$

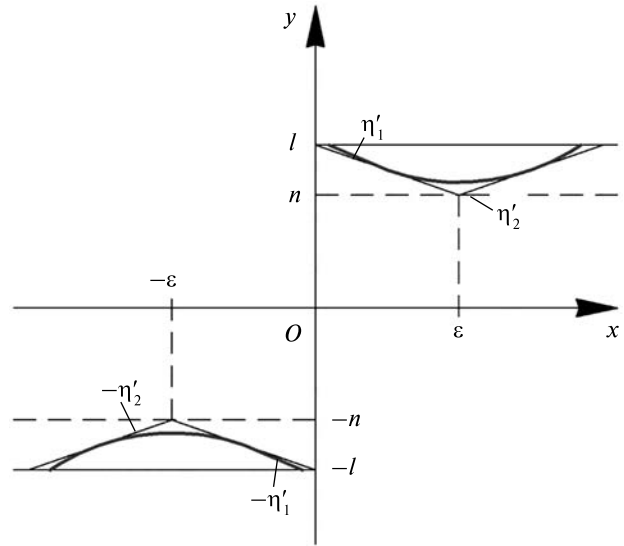


Figure 2. Diagram of the characteristics of a nonlinear element

and B , c^* , α , $\beta^* = 0$, we have the Hurwitz stability condition [24] for the following polynomial [4, 7]:

$$\begin{aligned} \Delta &= |pE - A - Bk_0(0, \sigma_{x_2})c^*| = \\ &= p^5 + d_1 p^4 + d_2 p^3 + d_3 p^2 + d_4 p + d_5, \end{aligned} \quad (4)$$

where

$$\begin{aligned} d_1 &= \mu_2 + a_3, \\ d_2 &= \mu_1 + a_3 \mu_2 + a_2 + a_4 \theta_1 - a_1, \\ d_3 &= \mu_0 + a_3 \mu_1 + (a_2 - a_1) \mu_2 + a_4 \theta_1 (b + c) + a_1 \theta c, \\ d_4 &= a_3 \mu_0 + (a_2 - a_1) \mu_1 + \theta b (a_4 c + a_1 e), \\ d_5 &= (a_2 - a_1) \mu_0, \\ \mu_0 &= b \beta c - a \theta c - \gamma e b, \\ \mu_2 &= b + \beta + c, \\ \mu_1 &= b \beta + c b + c \beta - a \theta - \gamma e, \\ a_3 &\equiv a_3 + k_0/m. \end{aligned}$$

The stability condition according to Hurwitz [7, 24] for Δ :

$$d_1 > 0, \delta_2 > 0, \delta_3 > 0, \delta_4 > 0, d_5 > 0, \quad (5)$$

where

$$\begin{aligned} \delta_2 &= d_1 d_2 - d_3, \quad \delta_3 = d_3 \delta_2 - d_1 \delta_0, \\ \delta_4 &= d_4 \delta_0 - d_2 d_5 \delta_2 - d_5 \delta_0, \quad \delta_0 = d_1 d_4 - d_5. \end{aligned}$$

In addition to condition (5), the equation is used:

$$\sigma_{x_2}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{L(i\omega)}{\Delta(i\omega)} \right| S_{p_H}(\omega) d\omega, \quad (6)$$

where $S_{p_H}(\omega)$ — special density of a stationary random function,

$$L(p) = -p(p^3 + \mu_2 p^2 + \mu_1 p + \mu_0) / m.$$

To solve equation (6) after integration, it is necessary to write it in implicit form:

$$\Phi_1(k_1(0, \sigma_{x_2}), \sigma_{x_2}(E)) = 0, \quad (7)$$

where from

$$\Phi_1(k_1(0, \sigma_{x_2}), \sigma_{x_2}(m_E)) = 0. \quad (8)$$

Then, in the region of the point, m_E is determined by Taylor's formula [11]:

$$\begin{aligned} \sigma_{x_2}(E) &= \sigma_{x_2}(m_E) + \frac{\partial \sigma_{x_2}(m_E)}{\partial E} (E - m_E) + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \sigma_{x_2}(m_E)}{\partial E^2} (E - m_E)^2 + R_3, \end{aligned} \quad (9)$$

where $\sigma_{x_2}(m_E)$ is determined from equation (8) and

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{x_2}(m_E)}{\partial E} &= - \frac{\partial \Phi_1 / \partial E}{\partial \Phi_1 / \partial \sigma_{x_2}} \Big|_{E=m_E} \\ \frac{\partial^2 \sigma_{x_2}(m_E)}{\partial E^2} &= \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial \Phi_1 / \partial E}{\partial \Phi_1 / \partial \sigma_{x_2}} \right) \Big|_{E=m_E}, \end{aligned}$$

R_3 — remainder term of the equation.

After determination $\sigma_{x_2} = \beta(E)$

$$\Sigma_{x_2} = M[\sigma_{x_2}] = \int_{-\infty}^{+\infty} \beta(E) f(E) dE, \quad (10)$$

$$\delta^2 = D[\sigma_{x_2}] = \int_{-\infty}^{+\infty} \beta^2(E) f(E) dE - \Sigma_{x_2}^2$$

and the stability region D based on inequalities (5), the probability of system stability is determined as:

$$P = \int_D f(E) dE,$$

where

$$f(E) = \frac{1}{\sqrt{2\sigma_E}} \exp\left(-\frac{(E - m_E)^2}{2\sigma_E^2}\right).$$

RESULTS AND DISCUSSION

To implement the developed method of mathematical modeling of the stability of a throttle hydraulic drive (see Fig. 1, b), the following is adopted: $\eta' = \eta'' = 0$ N·s²/m, $c'_k = \infty$ N/m, $k_p = 0$ N/m, $c''_k = 51.8 \cdot 10^5$ N/m, $m = 5 \cdot 10^3$ kg, $\eta = 2.34 \times$

$\times 10^4$ N·s²/m, $V = 7.05 \cdot 10^{-3}$ m³, $S_p = 78.54 \cdot 10^{-4}$ m², $r = 2 \cdot 10^{-11}$ m⁵/(N·s).

Also, for the random modulus of elasticity, the value [2] is specified in the form of the mathematical expectation $m_E = 0.8 \cdot 10^9$ N/m², the standard deviation $\sigma_E = 0.07 \cdot 10^9$ N/m², and the probability density function is determined by the following formula:

$$f(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_E} \exp\left(-\frac{(E - m_E)^2}{2\sigma_E^2}\right).$$

For a random external load, the value [11] is also specified as a mathematical expectation $m_{p_H} = 3.0 \cdot 10^9$ N, a variance $D_{p_H} = 45.0 \cdot 10^6$ N², and the following formula determines the correlation function:

$$K_{p_H}(\tau) = D_{p_H} \exp\left(-\frac{|\tau|}{0.62}\right).$$

The diagram of the characteristics of the external nonlinear load of viscous friction forces acting on hydraulic cylinder piston 1 (see Fig. 1) is shown in Figure 3.

For the given input data based on equations (2):

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \begin{bmatrix} -b & c \\ -\alpha & -\beta \end{bmatrix}, \\ \mathbf{x} &= \begin{bmatrix} x_2 \\ x_3 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{bmatrix} -1/m \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{c} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \\ b &= \frac{\eta}{m} = \frac{2.34 \cdot 10^4}{5 \cdot 10^3} = 4.68 \text{ N·s}^2/(\text{m·kg}), \\ \alpha &= \frac{S_p}{d}, \quad c = \frac{S_p}{m} = \frac{78.54 \cdot 10^{-4}}{5 \cdot 10^3} = 15.708 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{kg}, \\ \beta &= \frac{r}{d}. \end{aligned}$$

Taking $m_{x_2} = 0$, we obtain the conditional resistance according to Hurwitz in the form of [7, 20]:

$$\begin{aligned} d_1 &= k_2 + b + \beta > 0, \\ d_2 &= k_2\beta + b\beta + \alpha c, \end{aligned} \quad (11)$$

where $k_2 \equiv k_0(0, \sigma_{x_2}) / m = k_1(0, \sigma_{x_2}) / m$.

Calculating the spectral density $S_{p_H}(\omega)$ through the correlation function $K_{p_H}(\tau)$ from equation (6), we obtain the following:

$$\begin{aligned} \sigma_{x_2}^2 &= \frac{\sigma_{p_H}^2}{0.62\pi m} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{i\omega + \beta}{(i\omega)^3 + i\omega d_1 + d_2} \right|^2 \frac{d\omega}{(1.6 + i\omega)^2} = \\ &= \frac{2\sigma_{p_H}^2}{0.62m^2} J^3, \end{aligned}$$

where

$$J = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{g_3(i\omega)}{h_3(i\omega)h_3(-i\omega)} \right|^2 d\omega,$$

$$g_3(z) = \beta^2 - z^2,$$

$$h(z) = z^3 + (d_1 + 1.6)z^2 + (d + 1.6d_1)z + 1.6d_2.$$

Finally, we get:

$$\begin{aligned} \Phi_1(k_2, \sigma_{x_2}, E) &\equiv \sigma_{x_2}^2 (k_2 + b + \beta)(k_2\beta + b\beta + \alpha c) \times \\ &\times [0.62(k_2\beta + b\beta + \alpha c) + k_2 + b + \beta + 1.6] - \\ &- 1.8[k_2\beta + b\beta + \alpha c + 0.62\beta^2(k_2 + b + \beta + 1.6)] = 0, \end{aligned}$$

where

$$k_2 = \frac{k_1(0, \sigma_{x_2})}{m} = \frac{0.191}{\sigma_{x_2}} - 0.4\Phi\left(\frac{0.2}{\sigma_{x_2}}\right).$$

From the equation $\Phi_1(k_2, \sigma_{x_2}, m_E) = 0$, we determine $\sigma_{x_2}(m_E) = 1.37 \cdot 10^{-2} \text{ N/m}^2$. Based on expression (9), we determine:

$$\begin{aligned} \sigma_{x_2}(E) &= 1.37 \cdot 10^{-2} - 1.8 \cdot 10^{-11} (E - m_E) - \\ &- \frac{1}{2} 0.355 \cdot 10^{-20} (E - m_E)^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Using equations (10) and (12), we can obtain that:

$$\Sigma_{x_2} = 1.369 \cdot 10^{-2}, \quad \delta^2 = 1.894 \cdot 10^{-2}.$$

Then, based on Chebyshev's inequality [8, 26], we can obtain:

$$\begin{aligned} 0.8439 \cdot 10^{-2} &= \Sigma_{x_2} - 3\delta < \sigma_{x_2} < \Sigma_{x_2} + 3\delta = \\ &= 1.894 \cdot 10^{-2}. \end{aligned} \quad (13)$$

The stability region D of the system is determined based on equation (11). To do this, it is necessary to approximate the function $k_2(0, \sigma_{x_2})$ by a linear function in the region of the point $M[\sigma_{x_2}] = 1.369 \cdot 10^{-2}$:

$$k(0, \sigma_{x_2}) \approx -1019 + 27.7\sigma_{x_2}. \quad (14)$$

Substituting equation (14) into (11) and taking into account (12), we obtain:

$$D\{0 \leq E < -2.9 \cdot 10^8\}.$$

Then the probability of stability of the system is:

$$\begin{aligned} P &= \int_D f(E) dE = \\ &= 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi D_E}} \int_{-2.9 \cdot 10^8}^0 \exp\left[-\frac{(E - m_E)^2}{2D_E}\right] dE = \\ &= 1 - \Phi(0.47) = 0.82. \end{aligned}$$

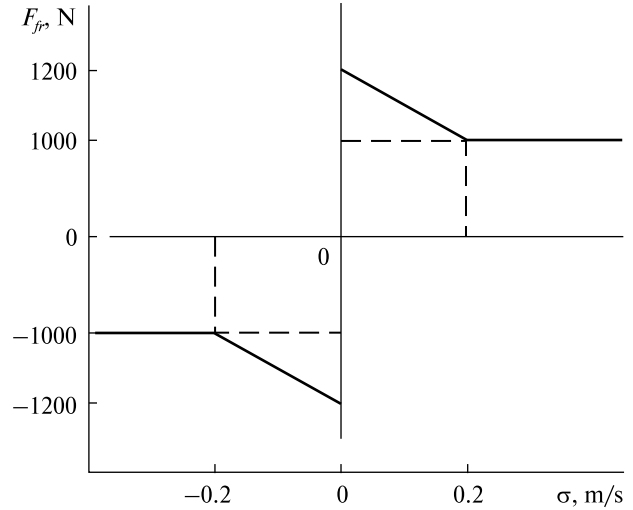


Figure 3. Diagram of the characteristics of the nonlinear element of the piston's viscous friction forces

Thus, a solution was obtained that provides a quantitative assessment of the probability of stability of the hydraulic system in Figure 1. The possibility of meeting the stability conditions of the hydraulic drive depends on the requirements for its speed. It also depends on the degree of damping created by friction forces both in the hydraulic cylinder and the load and on the permissible flow rate of fluid from the power supply system at the equilibrium state of the hydraulic drive [14]. If it is necessary to obtain a high-quality factor of the hydraulic drive in the presence of a large reduced mass m of the external load to the hydraulic cylinder rod and at small values of the viscous damping coefficient η , then additional measures are used to ensure stability. They are as follows: an overflow of working fluid is introduced between the cavities of hydraulic cylinder 1, an elastic element 4 of hydraulic cylinder support 1 with a rigidity of c_k'' is used, and a damper is installed on the spool of the throttle distributor [19, 25].

CONCLUSIONS

Based on the theoretical studies performed, an important scientific and technical problem of increasing the accuracy of identifying the state of a hydraulic drive with throttle control under the action of a stochastic load in rocket and spacecraft systems was solved. This was achieved by developing a generalized

method for mathematical modeling of the probability of system stability according to the mathematical expectation under random load and in the presence of one stochastic parameter.

A solution to the mathematical model in the form of differential equations is proposed using a technique based on statistical linearization through expansion in a Taylor series. In this case, the stability condition of the hydraulic system is determined

by the mathematical expectation in the form of the Hurwitz criterion.

Using the developed method, the stability condition of a hydraulic drive with throttle control is determined. In this case, for a random external load, the value of which is specified as a mathematical expectation $m_{p_H} = 3.0 \cdot 10^9$ N and dispersion $D_{p_H} = 45.0 \cdot 10^6$ N², the probability of system stability is equal to $P = 0.82$.

REFERENCES

1. Debeleac C., Nastac S. (2014). Stochastic approaches of nonlinear model-based simulations for vibratory compaction process. *PAMM*, **14**, No. 1, 749–750. <https://doi.org/10.1002/pamm.201410357>.
2. Fossen T. I., Nijmeijer H. (2012). *Parametric resonance in dynamical systems*. New York: Springer, 342 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-1043-0>.
3. Freye C. E., Fit B. D., Billingsley M. C., Synovec R. E. (2016). Partial least squares analysis of rocket propulsion fuel data using diaphragm valve-based comprehensive two-dimensional gas chromatography coupled with flame ionization detection. *Talanta*, No. 153, 203–210. <https://doi.org/10.1016/j.talanta.2016.03.016>.
4. Hirmand M. R., Vahab M., Papoulia K. D., Khalili N. (2019). Robust simulation of dynamic fluid-driven fracture in naturally fractured impermeable media. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, No. 357, 112–574. <https://doi.org/10.1016/j.cma.2019.112574>.
5. Iskovych-Lototsky R. D., Ivanchuk Y. V., Veselovska N. R., Surtel W., Sundetov S. (2018). Automatic system for modeling vibro-impact unloading bulk cargo on vehicles. *Proc. SPIE 10808: Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2018*, 1080860. <https://doi.org/10.1117/12.2501526>.
6. Iskovych-Lototsky R. D., Ivanchuk Y. V., Veselovsky Y. P., Gromaszek K., Oralbekova A. (2018). Automatic system for modeling of working processes in pressure generators of hydraulic vibrating and vibro-impact machines. *Proc. SPIE 10808: Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2018*, 1080850. <https://doi.org/10.1117/12.2501532>.
7. Iskovich-Lototsky R. D., Kots I. V., Ivanchuk Y. V., Ivashko Y. I., Gromaszek K., Mussabekova A., Kalimoldayev M. (2019). Terms of the stability for the control valve of the hydraulic impulse drive of vibrating and vibro-impact machines. *Przegląd Elektrotechniczny*, No. 4(19), 19–23. <https://doi.org/10.15199/48.2019.04.04>.
8. Ivanchuk Y., Manzhilevsky O., Belzetskyi R., Zamkovyi O., Pavlovych R. (2022). Modelling of piling technology by vibro-impact device with hydropulse drive. *Scientific Horizons*, **25**, No. 1, 9–20. [https://doi.org/10.48077/scihor.25\(1\).2022.9-20](https://doi.org/10.48077/scihor.25(1).2022.9-20).
9. Jiao X., Zhang J., Li W., Wang Y., Ma W., Zhao Y. (2023). Advances in spacecraft micro-vibration suppression methods. *Progress in Aerospace Sci.*, No. 138, 100898. <https://doi.org/10.1016/j.paerosci.2023.100898>.
10. Kang Sh., Yan H., Dong L., Li Ch. (2018). Finite-time adaptive sliding mode force control for electro-hydraulic load simulator based on improved GMS friction model. *Mechanical Systems and Signal Processing*, No. 102, 117–138. <https://doi.org/10.1016/j.ymssp.2017.09.009>.
11. Kartashova E. (2011). *Nonlinear resonance analysis: Theory, computation, applications*. New York: Cambridge Univ. Press, 287 p. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511779046>.
12. Masum Mostafizur R. (2024). *Introduction to Space Launch and Transportation System*, 224 p. <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.10413.50408>.
13. Murín J., Kompíó V., Kutió V. (2011). *Computational modelling and advanced simulations*. Dordrecht: Springer, 312 p. <https://doi.org/10.1007/978-94-007-0317-9>.
14. New South Wales., Manly Hydraulics Laboratory, & Sydney Water. Hydraulic modelling of head loss in under-pressure cut-in connections for Sydney Water Corporation. Manly Vale. N.S.W: Manly Hydraulics Laboratory, 28.
15. Pang Y. L., Dai D. M. (2014). Simulation of Dynamic Compaction on Soft Soil Foundation. *Adv. Mater. Res.*, No. 989–994, 2373–2376. <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/AMR.989-994.2373>.
16. Pei X., Wang Xi., Liu J., Zhu M., Dan Zh., He Ai., Miao K., Zhang L., Xu Zh. (2023). A review of modeling, simulation, and control technologies of altitude ground test facilities for control application. *Chinese J. Aeronautics*, No. 36(9), 38–62. <https://doi.org/10.1016/j.cja.2023.07.014>.

17. Perestiuk N. A., Plotnikov V. A., Samoilenko A. M., Skripnik N. V. (2011). Differential equations with impulse effects: Multivalued right-hand sides with discontinuities. Berlin: De Gruyter, 287 p. <https://doi.org/10.1515/9783110218176>.
18. Ponomarov O. (2019). Ground-based experimental testing of elements of automation of pneumatic-hydraulic systems of rocket and space technology. *J. Rocket-Space Technology*, **27**, No. 4, 58–61. <https://doi.org/10.15421/451909>.
19. Qiu Zh., Yuan X., Wang D., Fan S., Wang Q. (2023). Physical model driven fault diagnosis method for shield. *Machine hydraulic system. Measurement*, 220, 113436. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2023.113436>.
20. Ram M., Davim J. P. (2017). *Mathematics applied to engineering*. London, United Kingdom: Acad. Press, 457 p. <https://doi.org/10.1016/C2015-0-06715-6>.
21. Reinicke A. (2011). *Mechanical and hydraulic aspects of rock-proppant systems: Laboratory experiments and modelling approaches*. PhD Thesis, (Scientific Technical Report; 11/09), Potsdam: Deutsches GeoForschungsZentrum GFZ, 140 p. <https://doi.org/10.2312/GFZ.b103-11098>.
22. Shatokhin V. M., Sobol V. N., Wojcik W., Mussabekova A., Baitussupov D. (2019). Dynamical processes simulation of vibrational mounting devices and synthesis of their parameters. *Przegląd Elektrotechniczny*, **4**, No. 19, 86–92. <https://doi.org/10.15199/48.2019.04.15>.
23. Singh V. P. (2014). *Entropy theory in hydraulic engineering: An introduction*. Reston, Virginia: Amer. Soc. Civil Eng., 358 p. <https://doi.org/10.1061/9780784412725>.
24. Trompette P., Axisa F. (2005). *Modelling of Mechanical Systems: Structural Elements*. Butterworth-Heinemann, 306 p.
25. Urbanowicz K., Bergant A., Stosiak M., Karpenko M., Bogdevičius M. (2023). Developments in analytical wall shear stress modelling for water hammer phenomena. *J. Sound and Vibration*, **562**, 117848. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2023.117848>.
26. Woś P., Dindorf R. (2019). Modeling and identification of the hydraulic servo drive. *EPJ Web of Conf.*, 213:02100. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921302100>.
27. Zhang J., Ma Zh., Wang X., Wu Q., Zhang L. (2023). Transient vibration of shafting in coupled hydraulic-mechanical-electrical-structural system for hydropower station during start-up process. *Appl. Mathem. Model.*, No. 124, 860–880. <https://doi.org/10.1016/j.apm.2023.08.041>.

Стаття надійшла до редакції 26.10.2024

Після доопрацювання 10.11.2024

Прийнято до друку 20.11.2024

Received 26.10.2024

Revised 10.11.2024

Accepted 20.11.2024

Я. В. Іванчук¹, д-р техн. наук, проф.
<https://orcid.org/0000-0002-4775-6505>

А. А. Яровий¹, д-р техн. наук, проф.
<https://orcid.org/0000-0002-6668-2425>

В. В. Ліман², канд. техн. наук, доцент
<https://orcid.org/0000-0003-1280-237X>

В. С. Озеранський¹, канд. техн. наук, доцент
<https://orcid.org/0009-0007-1694-2317>

О. А. Козловський¹, студент
<https://orcid.org/0009-0008-1797-4086>

¹ Вінницький національний технічний університет
Хмельницьке шосе 95, м. Вінниця, Україна, 21021

² Вінницький національний аграрний університет
вул. Сонячна 3, м. Вінниця, Україна, 21008

МОДЕЛЮВАННЯ СТІЙКОСТІ ДРОСЕЛЬНОГО ГІДРОПРИВОДУ РАКЕТНО-КОСМІЧНИХ СИСТЕМ ПРИ ВИПАДКОВОМУ НАВАНТАЖЕННІ ТА СТОХАСТИЧНИХ ПАРАМЕТРАХ

Перспективним є застосування в ракетно-космічній техніці дросельного гідроприводу завдяки своїй простоті, надійності в експлуатації та невисокій металомісткості. При зовнішньому впливі в гідросистемі ракетно-космічного обладнання виникають вібрації, які призводять до нестабільного руху робочих вузлів, внаслідок чого виникають додаткові коливання на виконавчому органі. Актуальним є визначення умов стійкості роботи дросельного гідроприводу, що дозволить ракетно-технічній системі зберігати задані рівноважні стани або види руху. У роботі вирішено важливу науково-технічну проблему підвищення точності ідентифікації стану гідроприводу із дросельним регулюванням при дії стохастичного навантаження у ракетно-технічних системах. Розроблено математичну модель роботи гідроприводу із дросельним регулюванням на основі її розрахункової схеми. Розроблено узагальнений

метод математичного моделювання ймовірності стійкості системи по математичному сподіванню при випадковому навантаженні і при наявності одного випадкового параметра, а саме модуля пружності робочої рідини. Було проведено лінеаризацію сил в'язкого тертя і використано розклад в ряд Тейлора значень стандартного відхилення параметра випадкового модуля пружності робочої рідини. Запропоновано розв'язок математичної моделі у вигляді диференціальних рівнянь із використанням методики на основі статистичної лінеаризації на основі розкладу в ряд Тейлора, де умова стійкості гідросистеми визначається за математичним сподіванням у вигляді критерію Гурвіца. Визначено умову стійкості гідроприводу із дросельним регулюванням на основі ймовірності стійкості системи, де значення випадкового зовнішнього навантаження задано у вигляді математичного сподівання і дисперсії.

Ключові слова: гідропривод, стохастичні параметри, тиск, модуль пружності, стійкість, ракетно-космічна техніка.

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.027>
UDC: 535.34

S. SAVENKOV, Professor, Head at the Department of Electrophysics
ORCID: 0000-0002-6346-6989
E-mail: sns@univ.kiev.ua

I. KOLOMIETS, PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor
ORCID: 0000-0002-0370-3911
E-mail: kolomiets55@gmail.com

Y. OBEREMOK, PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor
ORCID: 0000-0001-6439-721X
E-mail: oya@univ.kiev.ua

R. KURYLENKO, PhD Student
ORCID: 0000-0001-7329-3148
E-mail: romanyson@gmail.com

Faculty of Radio Physics, Electronics and Computer Systems Taras Shevchenko National University of Kyiv
64/13, Volodymyrska Str., Kyiv, 01601 Ukraine

SPECTRAL PROBLEM FOR THE JONES MATRIX IN REMOTE SCATTERING

The paper addresses the study of anisotropy in remote scattering basing on the spectral problem. The spectral problem is formulated as the determination of eigenpolarizations and eigenvalues for the Jones matrix, which describe the optical anisotropy of the medium. Jones matrices of media with complex anisotropy (media characterized by several types of anisotropy) are considered in terms of a homogeneous (differential) approach. The essence of this approach is that the anisotropy of the class of media under consideration does not depend on the thickness of this medium. An analysis of the Jones matrices for arbitrary homogeneous media (media characterized by all four main types of optical anisotropy: linear, circular, phase and amplitude anisotropy) and media characterized by two types of anisotropy as a special case has been performed. The main tool for such an analysis was the inhomogeneity parameter of the medium, which allows characterizing the latter as a medium with orthogonal or non-orthogonal eigenpolarizations. The study reveals the peculiarities of complex anisotropy types (elliptical birefringence and Hermitian dichroism, improper dichroism, non-Hermitian dichroism, and degenerate anisotropy) based on the inhomogeneity parameter. A geometric interpretation of eigenpolarizations using the inhomogeneity parameter is demonstrated. The conditions for the anisotropy parameters under which the above-mentioned complex types of anisotropy are realized in the studied classes of medium were calculated. The research was motivated by the fundamental results of van de Hulst and Hovenier formed the basis of the analysis of the Jones and Mueller matrices inner structure. The results obtained contribute to a deeper understanding of polarization phenomena in electromagnetic scattering and provide a basis for future research in polarization diagnostics and remote sensing.

Keywords: Mueller matrix, Jones matrix, phase linear and circular anisotropy, amplitude linear and circular anisotropy, spectral problems.

Цитування: Savenkov S., Kolomiets I., Oberemok Y., Kurylenko R. Spectral Problem for the Jones Matrix in Remote Scattering. *Space Science and Technology*. 2025. **31**, No. 1 (152). P. 27—34. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.027>

© Publisher PH «Akadempriodyka» of the NAS of Ukraine, 2025. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

INTRODUCTION

Natural scattering scenes include, but are not limited to, various types of vegetation [4, 16], water surfaces [3, 18], buildings [26, 27], snow [24, 25, 28], clouds, fog, and aerosols [5, 6, 10, 17], which can be considered as natural polarization converters and/or depolarizers. Reflection, transmission, and scattering of electromagnetic radiation by natural scattering scenes create polarization patterns determined by the nature of these scenes. Therefore, measuring the polarization patterns is an important concept of modern remote sensing. Thus, polarization represents a new quality in understanding the properties of scattering scenes.

In many cases, Mueller polarimetry is a powerful modality to characterize completely the anisotropy and depolarization properties of the studied scattering scenes. This assumes, on the one hand, the measurement of the Mueller matrices in the given geometry of the experiment and the wavelength of the electromagnetic radiation. On the other hand, the measured Mueller matrices are further analyzed using a wide range of decomposition methods that exist today to get anisotropy and depolarization characterization of studied scenes.

Anisotropic properties are described by non-depolarizing or pure Mueller matrices. The latter have a one-to-one correspondence with the Jones ones or, as they are called in [12], scattering matrices. Based on a number of so-called equivalence theorems [13, 15, 20], the Jones matrices allow one to obtain the values of the anisotropy parameters (i.e., the values and azimuths of the linear and the values of the circular phase and amplitude anisotropy) characterizing the scattering scene under study.

The goal of this paper is to analyze the Jones matrix, which contains information on the anisotropy of the scattering scene, based on the solution of the spectral problem [1, 23]. The spectral problem is to determine the eigenpolarizations and eigenvalues for the Jones matrix. Despite the fact that the eigenpolarizations and eigenvalues carry very extensive and important information about the anisotropic properties of the object under study, in our opinion, insufficient attention is paid to the solution of the spectral problem in modern polarimetric bibliography. This study was largely motivated by seminal results obtained by van de Hulst and Hovenier et al. in their

analysis of the structure of the Jones matrix and the pure Mueller matrix [2, 8, 9, 11, 12].

JONES MATRIX METHOD

There are four main anisotropic mechanisms characterizing a homogeneous medium for a given wavelength: linear and circular phase and amplitude anisotropy [24]. In the case of phase anisotropy two orthogonal linearly or circularly polarized eigenpolarizations propagate with different phase velocities. In the case of amplitude anisotropy, two orthogonal linearly or circularly polarized eigenpolarizations are absorbed differently, propagating through the appropriate medium. To quantify these four anisotropic mechanisms, one uses the following parameters: $\delta = (2\pi/\lambda)(n_o - n_e)z = \delta_0 z$ and α — the value and azimuth of the linear phase anisotropy, respectively; $\phi = (\pi/\lambda)(n_l - n_r)z = \phi_0 z$ — the value of the circular phase anisotropy; $\xi = (2\pi/\lambda)(k_o - k_e)z = \xi_0 z$ and θ — the value and azimuth of the linear amplitude anisotropy, respectively; $r = (2\pi/\lambda)(k_l - k_r)z = r_0 z$ — the value of the circular amplitude anisotropy; n_o, n_e, n_l, n_r and k_o, k_e, k_l, k_r — linear and circular refractive indices and absorption coefficients of the phase and amplitude anisotropy, respectively; $\delta_0, \phi_0, \xi_0, r_0$ — values of relative phase shift and absorptions per unit length in the light propagation direction.

The essence of the Jones matrix formalism is that the polarization properties of an infinitely thin layer of anisotropic medium can be represented by the differential Jones matrix $\mathbf{N}$ [25]. In the case of a homogeneous medium, such a matrix does not depend on the coordinate z in the direction of light propagation. Jones matrix for an arbitrary homogeneous anisotropic medium (i. e., the case when the medium is simultaneously characterized by all four mechanisms of anisotropy) is as follows:

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(-i\delta_0 - \xi_0 + i\delta_0 \cos 2\alpha + \xi_0 \cos 2\theta) \\ \frac{1}{2}(-2\phi_0 + i(r_0 + \delta_0 \sin 2\alpha) + \xi_0 \sin 2\theta) \\ \frac{1}{2}(-ir_0 + 2\phi_0 + i\delta_0 \sin 2\alpha + \xi_0 \sin 2\theta) \\ -\frac{1}{2}i(\delta_0 - i\xi_0 + \delta_0 \cos 2\alpha - i\xi_0 \cos 2\theta) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

To calculate the Jones matrix for a medium Eq. (1) of thickness d , we use the Jones vector transfer equation:

$$\frac{d\mathbf{E}}{dz} = \mathbf{N}\mathbf{E}. \quad (2)$$

Solving this equation with initial conditions $E_1(0) = E_{01}$, $E_2(0) = E_{02}$, one can get a system of linear equations of the form:

$$\begin{cases} E_1 = T_{11}E_{01} + T_{12}E_{02}, \\ E_2 = T_{21}E_{01} + T_{22}E_{02}. \end{cases} \quad (3)$$

Then elements of the differential Jones matrix can be found using the equation [18]:

$$\begin{aligned} T_{11} &= \left. \frac{E_1}{E_{01}} \right|_{E_{02}=0}; & T_{12} &= \left. \frac{E_1}{E_{02}} \right|_{E_{01}=0}; \\ T_{21} &= \left. \frac{E_2}{E_{01}} \right|_{E_{02}=0}; & T_{22} &= \left. \frac{E_2}{E_{02}} \right|_{E_{01}=0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Applying this method to the differential matrix Eq.(1), we obtain the following form of the integral Jones matrix describing an arbitrary homogeneous anisotropic medium:

$$\mathbf{T} = \mathbf{K} \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

where

$$\begin{aligned} \mathbf{K} &= \exp(-z(i\delta_0 + \xi_0 + A)/2) / 2A, \\ T_{11} &= A + A \exp(zA) + \\ &+ [-1 + \exp(zA)](i\delta_0 \cos 2\alpha + \xi_0 \cos 2\theta), \\ T_{12} &= [-1 + \exp(zA)] \times \\ &\times (-ir_0 + 2\phi_0 + i\delta_0 \cos 2\alpha + \xi_0 \cos 2\theta), \\ T_{21} &= [-1 + \exp(zA)] \times \\ &\times (ir_0 - 2\phi_0 + i\delta_0 \cos 2\alpha + \xi_0 \cos 2\theta), \\ T_{22} &= A + A \exp(zA) - \\ &- [-1 + \exp(zA)](i\delta_0 \cos 2\alpha + \xi_0 \cos 2\theta), \\ A &= \sqrt{-\delta_0^2 + \xi_0^2 + (r_0 + 2i\phi_0)^2 + 2i\delta_0 \xi_0 \cos 2(\alpha - \theta)}. \end{aligned}$$

EIGENANALYSIS OF THE MEDIUM POLARIZATION PROPERTIES

To analyze the anisotropy of the medium described by the Jones matrix $\mathbf{T}$, the polarimetry spectral problem is solved [18,19]. The first step is to calculate eigenpolarizations $\mathbf{E}_{1,2}$ and eigenvalues $V_{e1,2}$

describing the eigenpolarizations propagation peculiarities in the medium.

The second step is the calculation of the inhomogeneity value η [16]:

$$\eta = |\mathbf{E}_1^\dagger \mathbf{E}_2|, \quad 0 \leq \eta \leq 1, \quad (6)$$

$$\eta^2 = \frac{\text{tr}(\mathbf{T}^\dagger \mathbf{T}) - \frac{1}{2}|\text{tr} \mathbf{T}| - \frac{1}{2} \left| (\text{tr} \mathbf{T})^2 - 4 \det \mathbf{T} \right|}{\text{tr}(\mathbf{T}^\dagger \mathbf{T}) - \frac{1}{2}|\text{tr} \mathbf{T}| + \frac{1}{2} \left| (\text{tr} \mathbf{T})^2 - 4 \det \mathbf{T} \right|}, \quad (7)$$

where † stands for Hermitian conjugation.

The case $\eta = 0$ corresponds to the orthogonal $\mathbf{E}_1$ and $\mathbf{E}_2$; $\eta = 1$ is the case of $\mathbf{E}_1$ and $\mathbf{E}_2$ coincidence (i. e., degenerate anisotropy). Main concern is to show for what types of anisotropy the eigenpolarizations $\mathbf{E}_{1,2}$ are orthogonal with $\eta = 0$ (birefringence and Hermitian dichroism [1,7,23]), non-orthogonal with $0 < \eta < 1$ (non-Hermitian and improper dichroisms [19, 21, 22]) and coincident with $\eta = 1$ (degenerate anisotropy [19, 21, 22]).

For the medium with an elliptical phase anisotropy (a combination of linear and circular phase anisotropy) and the medium with an elliptical amplitude anisotropy (a combination of linear and circular amplitude anisotropy), from Eq. (1), we get:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}^{EP} &= \frac{\exp\left(-\frac{iz\delta_0}{2}\right)}{A_1} \times \\ &\times \begin{bmatrix} A_1 c_{zA_1/2} + i\delta_0 c_{2\alpha} s_{zA_1/2} & s_{zA_1/2} (i\delta_0 s_{2\alpha} + 2\phi_0) \\ s_{zA_1/2} (i\delta_0 s_{2\alpha} - 2\phi_0) & A_1 c_{zA_1/2} - i\delta_0 c_{2\alpha} s_{zA_1/2} \end{bmatrix}, \\ \mathbf{T}^{EA} &= \frac{\exp(-z\xi_0/2)}{A_2} \times \\ &\times \begin{bmatrix} A_2 \cosh(zA_2/2) + \xi_0 \cos(2\theta) \sinh(zA_2/2) \\ \sinh(zA_2/2)(\xi_0 \sin(2\theta) + ir_0) \\ \sinh(zA_2/2)(\xi_0 \sin(2\theta) - ir_0) \\ A_2 \cosh(zA_2/2) - \xi_0 \cos(2\theta) \sinh(zA_2/2) \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (8)$$

where

$$\begin{aligned} A_1 &= (\delta_0^2 + 4\phi_0^2)^{1/2}, \quad A_2 = (\xi_0^2 + r_0^2)^{1/2}, \\ c_x &\equiv \cos x, \quad s_x \equiv \sin x. \end{aligned}$$

Substituting the elements of the Jones matrices Eq. (8) into Eq. (7) we can obtain $\eta = 0$, since these classes of media are unitary and Hermitian and,

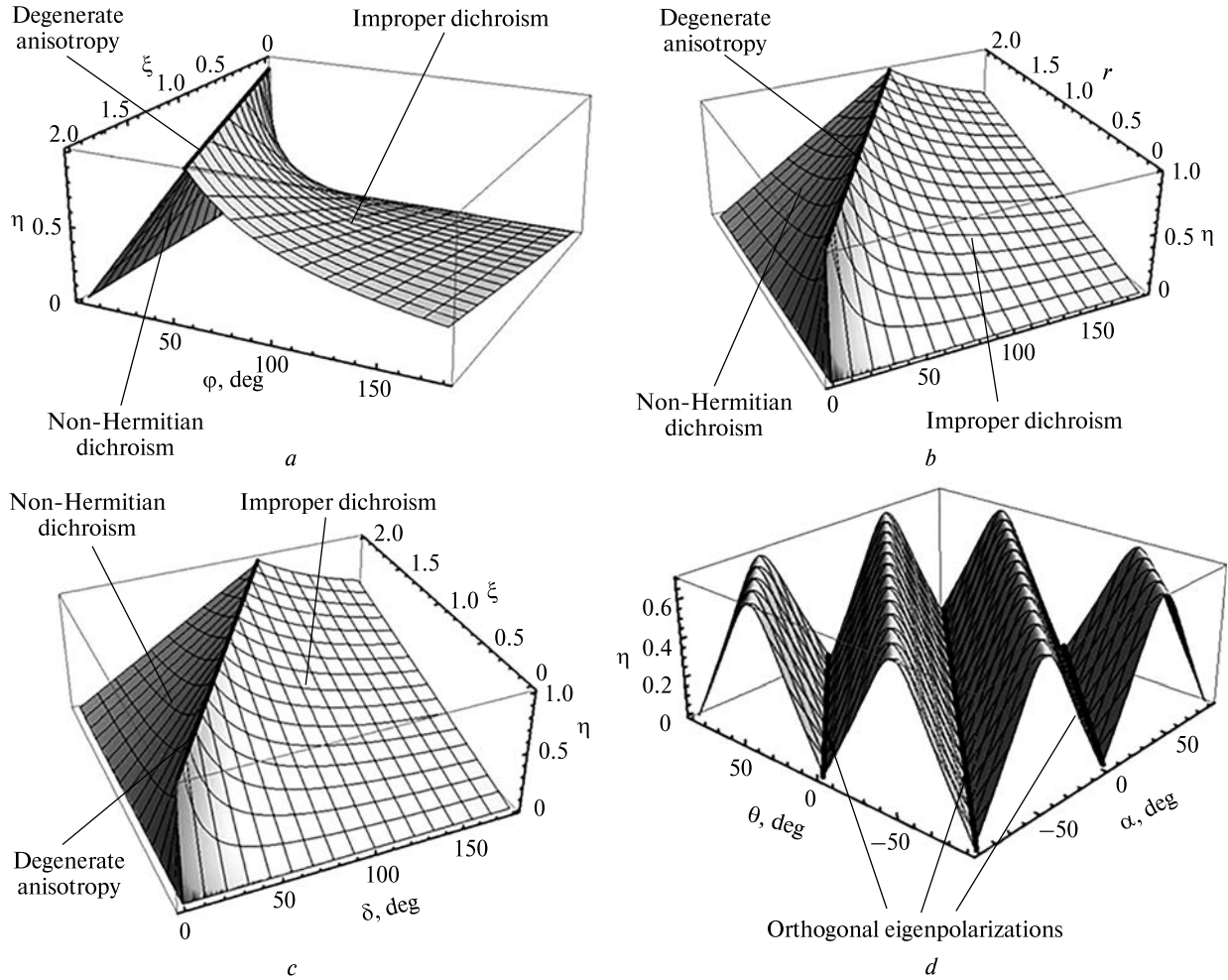


Figure 1. Dependence of inhomogeneity η on the anisotropy parameters: a — ξ and φ ; b — δ and r ; c — δ and ξ ; d — α and θ

therefore, are described by orthogonal eigenpolarizations.

The same value of inhomogeneity, i. e., $\eta = 0$, can be obtained for the class of media with a combination of circular phase and amplitude anisotropy described by the following Jones matrix:

$$\mathbf{T}^{LACP} = \begin{bmatrix} \cosh(z(r_0 + 2i\phi_0)/2) & -i \sinh(z(r_0 + 2i\phi_0)/2) \\ i \sinh(z(r_0 + 2i\phi_0)/2) & \cosh(z(r_0 + 2i\phi_0)/2) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

The polarization properties of other media characterized by two anisotropy types are more complex. Consider these cases.

Medium with linear amplitude and circular phase anisotropy. The Jones matrix for this medium is as

follows:

$$\mathbf{T}^{LACP} = \frac{\exp(-z\xi_0/2)}{A_3} \times \begin{bmatrix} A_3 \cosh(zA_3/2) + \xi_0 \cos(2\theta) \sinh(zA_3/2) \\ (\xi_0 \sin(2\theta) - 2\phi_0) \sinh(zA_3/2) \\ (\xi_0 \sin(2\theta) + 2\phi_0) \sinh(zA_3/2) \\ A_3 \cosh(zA/2) - \xi_0 \cos(2\theta) \sinh(zA_3/2) \end{bmatrix}, \quad (10)$$

where $A_3 = (\xi_0^2 - 4\phi_0^2)^{1/2}$.

Substituting the elements of the matrix Eq. (10) into Eq. (7) for the case $\theta = 12^\circ$, $z = 1$, we obtain the geometric interpretation of the inhomogeneity η presented in Fig. 1, a . Figure 1, a shows that this class of media is characterized by:

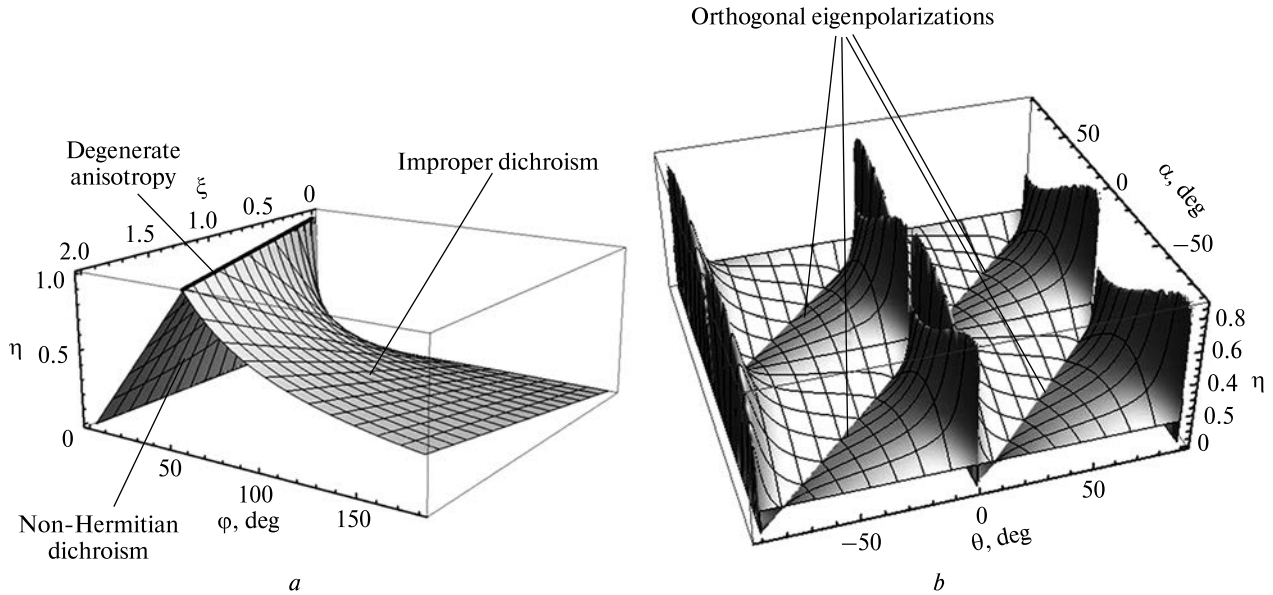


Figure 2. Dependence of inhomogeneity η on the anisotropy parameters: $a - \varphi$ and ξ ; $b - \alpha$ and θ

- improper dichroism ($\xi_0^2 < 2\phi_0^2$) — eigenpolarizations of the medium are absorbed equally and propagate with different phase velocities, while other input polarizations are absorbed differently but propagate with equal phase velocities,

- non-Hermitian dichroism ($\xi_0^2 > 2\phi_0^2$) — eigenpolarizations are nonorthogonal and are absorbed differently. The Jones matrix describing this class of media is neither Hermitian nor unitary, unlike the corresponding matrices for linear, circular, or elliptical amplitude (Hermitian dichroism) or phase (birefringence) anisotropy,

- degenerate case ($\xi_0^2 = 2\phi_0^2$ and $\eta = 1$) — in this case, the eigenpolarizations coincide.

Thus, from Fig. 1, a , we can see that this class of media is always characterized by nonorthogonal eigenpolarizations ($\eta = 0$).

Medium with linear phase and circular amplitude anisotropy. The Jones matrix for this class of media corresponds to the first partial Jones equivalence theorem [15]. From Eq. (1), we get:

$$\mathbf{T}^{LPCA} = \frac{\exp(-zi\delta_0/2)}{A_4} \times \begin{bmatrix} A_4 \cosh(zA_4/2) + i\delta_0 \cos(2\alpha) \sinh(zA_4/2) \\ (\delta_0 \sin(2\alpha) + r_0) \sinh(zA_4/2) \end{bmatrix}$$

$$\left[\begin{array}{l} (\delta_0 \sin(2\alpha) - r_0) \sinh(zA_4/2) \\ A_4 \cosh(zA_4/2) - i\delta_0 \cos(2\alpha) \sinh(zA_4/2) \end{array} \right], \quad (11)$$

where $A_4 = (r_0^2 - \delta_0^2)^{1/2}$.

After the substitution of elements of the matrix Eq. (11) into Eq. (7) for the case $\theta = 12^\circ$, $z = 1$, the graphical interpretation of the inhomogeneity η is presented in Fig. 1, b . Figure 1, b shows that this class of media is characterized by:

- improper dichroism ($r_0^2 < \delta_0^2$),
- nonhermitian dichroism ($r_0^2 > \delta_0^2$),
- degenerate anisotropy ($r_0^2 = \delta_0^2$ and $\eta = 1$).

Thus, from Fig. 1, b we can see that this class of media is always characterized by nonorthogonal eigenpolarizations as well.

Medium with linear phase and amplitude anisotropy.

From Eq. (1) for the Jones matrix of this class of media, we get:

$$\mathbf{T}^{LPLA} = \frac{\exp(-z(i\delta_0 + \xi_0)/2)}{A_5} \times \begin{bmatrix} A_5 \cosh(zA_5/2) + B \sinh(zA_5/2) \\ B \sinh(zA_5/2) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} B \sinh(zA_5/2) \\ A_5 \cosh(zA_5/2) - B \sinh(zA_5/2) \end{bmatrix}, \quad (12)$$

where

$$A_5 = (r_0^2 - \delta_0^2)^{1/2}, \quad B = i\delta_0 \cos(2\alpha) + \xi_0 \cos(2\theta).$$

Substituting the elements of the matrix Eq. (12) in Eq. (7) for the case $\alpha = 55^\circ$, $\theta = 10^\circ$, $z = 1$, we obtain the graphical interpretation of the inhomogeneity η presented in Fig. 1, *c–d*. Figure 1, *c–d* shows that this class of media is characterized by:

- improper dichroism ($\xi_0^2 < \delta_0^2$),
- nonhermitian dichroism ($\xi_0^2 > \delta_0^2$),
- degenerate case ($\xi_0^2 = \delta_0^2$ and $\eta = 1$).

Thus, from Fig. 1, *c–d* we can see that this class of media is characterized by nonorthogonal eigenpolarizations, excluding the case of $\alpha = \theta$ when eigenpolarizations are orthogonal [18].

Arbitrary homogeneous anisotropic medium. This section summarizes the results obtained above.

Substituting the elements of the Jones matrix Eq.(5) in Eq.(7) for the case $\alpha = 12^\circ$, $\theta = 23^\circ$, $r = 0.8$, $z = 1$, and $\delta = 2r\phi \csc(2\alpha)\sin(2\theta)/\xi$ gives the graphical interpretation of the inhomogeneity η , presented in Fig. 2. Figure 2 shows that this class of media is characterized by:

- improper dichroism ($\delta_0^2 < \xi_0^2 + r_0^2$),
- nonhermitian dichroism ($\delta_0^2 > \xi_0^2 + r_0^2$),
- degenerate case ($\delta_0^2 = \xi_0^2 + r_0^2$ and $\eta = 1$).

From Fig. 2, we can see that this class of media is characterized by orthogonal eigenpolarizations ($\eta = 0$) in the case of $\delta = 2\xi\phi/r$ and/or $\alpha = \theta$.

SUMMARY AND CONCLUSIONS

In this paper, we systematically analyzed the properties of complex anisotropy types (elliptical birefringence and Hermitian dichroism, improper dichroism, non-Hermitian dichroism, and degenerate anisotropy) by solving the spectral problem for the corresponding Jones matrices and the inhomogeneity parameter that arise from remote scattering. Such a comprehensive analysis, to our knowledge, has not been performed before. For a more detailed interpretation and clarity of the results, their geometric interpretation is presented.

The results enhance understanding of the polarization phenomena in electromagnetic scattering and form the basis for future studies in polarization diagnostics and remote sensing. An important and interesting consequence is that the results obtained in this paper will contribute to the development of more accurate, compact, and fast methods for measuring the polarization characteristics of natural objects (such as various types of vegetation, water surfaces, buildings, snow, ice, clouds, fogs, and aerosols, etc.).

REFERENCES

1. Azzam R. M. A., Bashara N. M. (1988). *Ellipsometry and Polarized Light*. North Holland: Elsevier, 558 p.
2. Bohren C. F., Huffman D. R. (1983). *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. New York: Wiley, 530 p. doi:10.1002/9783527618156
3. Chowdhary J., Cairns B., Waquet F., Knobelspiesse K., Ottaviani M., Redemann J., Travis L., Mishchenko M. (2012). Sensitivity of multiangle, multispectral polarimetric remote sensing over open oceans to water-leaving radiance: Analyses of RSP data acquired during the Milagro campaign. *Remote Sens. Environ.*, **118**, 284–308. doi:10.1016/j.rse.2011.11.003
4. Cloude S. R., Pottier E. (1997). An entropy based classification scheme for land applications of polarimetric SAR. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, **35**, No. 1, 68–78. doi:10.1109/36.551935
5. Dubovik O., Li Z., Mishchenko M. I., Tanre D., Karol Y., Bojkov B., et al. (2019). Polarimetric remote sensing of atmospheric aerosols: Instruments, methodologies, results, and perspectives. *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*, **224**, 474–511. doi:10.1016/j.jqsrt.2018.11.024
6. Gastellu-Etchegorry J.-P., Lauret N., Yin T., Landier L., Kallel A., Malenovsky Z. (2017). Dart: Recent advances in remote sensing data modeling with atmosphere, polarization, and chlorophyll fluorescence. *IEEE J. Selected Topics Appl. Earth Observ. and Remote Sens.*, **10**, No. 6, 2640–2649. doi:10.1109/JSTARS.2017.2685528
7. Gil J. J., Ossikovski R. (2022). *Polarized Light and the Mueller Matrix Approach*. New York: CRC Press, 516 p. doi:10.1201/b19711
8. Hovenier J.W. (1994) Structure of a general pure Mueller matrix. *Appl. Opt.*, **33**, No. 36, 8318–8324. doi:10.1364/AO.33.008318
9. Hovenier J. W., Mackowski D. W. (1998). Symmetry relations for forward and backward scattering by randomly oriented particles. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **60**, No. 3, 483–492. doi:10.1016/S0022-4073(98)00022-3

10. Hovenier J. W., Mee C., Domke H. (2004). *Transfer of Polarized Light in Planetary Atmospheres*. Dordrecht, Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 258 p.
11. Hu Ch.-R., Kattawar G. W., Parkin M. E., Herb P. (1987). Symmetry theorems on the forward and backward scattering Mueller matrices for light scattering from a nonspherical dielectric scatterer. *Appl. Opt.*, **26**, No. 19, 4159—4173. doi:10.1364/AO.26.004159
12. Hulst H. C. (1981). *Light Scattering by Small Particles*. New York: Dover Publications, 470 p.
13. Hurwitz H., Jones R.C. (1941). A new calculus for the treatment of optical systems. II. Proof of three general equivalence theorems. *J. Opt. Soc. Amer.*, **31**, 493—499. doi:10.1364/JOSA.31.000493
14. Jones R.C. (1948). A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N-matrices. *J. Opt. Soc. Amer.*, **38**, 671—685. doi:10.1364/JOSA.38.000671
15. Lu S.-Y., Chipman R.A. (1994). Homogeneous and inhomogeneous Jones matrices. *J. Opt. Soc. Amer. A*, **11**, No. 2, 766—773. doi:10.1364/JOSAA.11.000766
16. Maghsoudi Y., Collins M., Leckie D. G. (2012). Polarimetric classification of Boreal forest using nonparametric feature selection and multiple classifiers. *Int. J. Appl. Earth Observ. Geoinf.*, **19**, 139—150. doi:10.1016/j.jag.2012.04.015
17. Munoz A.G. (2018). On mapping exoplanet atmospheres with high dispersion spectro-polarimetry: Some model predictions. *Astrophys. J.*, **854**, No. 2, 108. doi:10.3847/1538-4357/aaaalf
18. Ottaviani M., Chowdhary J., Cairns B. (2019). Remote sensing of the ocean surface refractive index via short wave infrared polarimetry. *Remote Sensing Environ.*, **221**, 14—23. doi:10.1016/j.rse.2018.10.016
19. Savenkov S. (2010). Eigenview on Jones matrix models of homogeneous anisotropic media. *EPJ Web of Conf.*, **5**, 04007. doi:10.1051/epjconf/20100504007
20. Savenkov S. N., Marienko V. V., Oberemok E. A., Sydoruk O. (2006). Generalized matrix equivalence theorem for polarization theory. *Phys. Rev. E*, **74**, No. 5, 056607. doi:10.1103/PhysRevE.74.056607
21. Savenkov S. N., Sydoruk O. I., Muttiah R. S. (2005). Conditions for polarization elements to be dichroic and birefringent. *J. Opt. Soc. Amer. A*, **22**, No. 7, 1447—1452. doi: 10.1364/JOSAA.22.001447
22. Savenkov S. N., Sydoruk O. I., Muttiah R. S. (2007). Eigenanalysis of dichroic, birefringent, and degenerate polarization elements: a Jones-calculus study. *Appl. Opt.*, **46**, No. 27, 6700—6709. doi:10.1364/AO.46.006700
23. Shurcliff W. A. (1962). *Polarized light—production and use*. Harvard: Harvard University Press, 218 p.
24. Sun Z., Wu D., Lv Y. (2022). Optical properties of snow surfaces: Multiangular photometric and polarimetric hyperspectral measurements. *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sens.*, **60**, 1—16. doi:10.1109/TGRS.2021.3078170
25. Sun Z., Zhao Y. (2011). The effects of grain size on Bidirectional polarized reflectance factor measurements of snow. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **112**, No. 14, 2372—2383. doi:10.1016/j.jqsrt.2011.05.011
26. Wang H., Wang M., Zhao M., Yang L. (2021). Shadow Has Little Effect on the Spectral Response of Urban Surface Polarized Reflectance. *IEEE Geosci. and Remote Sens. Lett.*, **18**, No. 9, 1535—1539. doi:10.1109/LGRS.2020.3005805
27. Xie D., Cheng T., Wu Y., Fu H., Zhong R., Yu J. (2017). Polarized reflectances of urban areas: Analysis and models. *Remote Sens. Environ.*, **193**, 29—37. doi:10.1016/j.rse.2017.02.026
28. Yang B., Zhao H., Chen W. (2019). Modeling polarized reflectance of snow and ice surface using polder measurements. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **236**, 106578, 248. doi:10.1016/j.jqsrt.2019.106578

Стаття надійшла до редакції 14.03.2025

Після доопрацювання 17.03.2025

Прийнято до друку 18.03.2025

Received 14.03.2025

Revised 17.03.2025

Accepted 18.03.2025

С. М. Савенков, проф., зав. кафедри

ORCID: 0000-0002-6346-6989

E-mail: sns@univ.kiev.ua

І. С. Коломієць, канд. фіз.-мат. наук, доцент

ORCID: 0000-0002-0370-3911

E-mail: kolomiets55@gmail.com

Є. А. Оберемок, канд. фіз.-мат. наук, доцент

ORCID: 0000-0001-6439-721X

E-mail: oya@univ.kiev.ua

Р. О. Куриленко, аспірант

ORCID: 0000-0001-7329-3148

E-mail: romanyson@gmail.com

Факультет радіофізики, електроніки та комп'ютерних систем
Київського національного університету імені Тараса Шевченка
вул. Володимирська 64/13, Київ, Україна, 01601

СПЕКТРАЛЬНА ЗАДАЧА ДЛЯ МАТРИЦІ ДЖОНСА У ДИСТАНЦІЙНОМУ РОЗСІЯННІ

Статтю присвячено вивченню анізотропії віддаленого розсіяння на основі спектральної задачі. Спектральна задача формулюється як визначення власних поляризацій і власних значень для матриці Джонса, що описують оптичну анізотропію середовища. Матриці Джонса середовищ із складною анізотропією (середовища, що характеризуються декількома типами анізотропії) розглядаються в рамках однорідного (диференціального) підходу. Суть такого підходу полягає в тому, що анізотропія класу середовищ, який розглядається, не залежить від товщини цього середовища. Виконано аналіз матриць Джонса для випадку довільних однорідних середовищ (середовищ, що характеризуються усіма чотирма основними типами оптичної анізотропії: лінійна, циркулярна, фазова та амплітудна анізотропія) і середовищ, що характеризуються двома типами анізотропії як окремого випадку. Основним інструментом для такого аналізу був параметр неоднорідності середовища, що дозволяє охарактеризувати останнє як середовище з ортогональними або ж неортогональними власними поляризаціями. Виявлено особливості складних типів анізотропії (еліптичне подвійне променезаломлення та ермітів дихроїзм, невідносний дихроїзм, неермітів дихроїзм, вироджена анізотропія) на основі параметра неоднорідності. Продемонстровано геометричну інтерпретацію власних поляризацій за допомогою параметра неоднорідності. Розраховано умови на параметри анізотропії, при яких зазначені вище складні типи анізотропії реалізуються в досліджуваних класах середовищ. Дослідження було мотивоване фундаментальними результатами ван де Хюлста і Ховеніра, які лягли в основу аналізу внутрішньої структури матриць Джонса і Мюллера. Отримані результати сприяють глибшому розумінню явищ поляризації в електромагнітному розсіюванні та створюють основу для майбутніх досліджень поляризаційної діагностики та дистанційного зондування.

Ключові слова: матриця Мюллера, матриця Джонса, фазова лінійна та циркулярна анізотропія, амплітудна лінійна та циркулярна анізотропія, спектральна задача.

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.035>
UDC520.27+524.5

A. A. STANISLAVSKY¹, Dr. Sci. Hab. in Phys. Math., Leading Researcher

ORCID:0000-0003-4420-047X

E-mail: a.a.stanislavsky@rian.kharkov.ua, astex@ukr.net

A. A. KONOVALENKO¹, Dr. Sci. Hab. in Phys. Math., Acad. of NAS of Ukraine, Deputy Director

ORCID: 0000-0003-1949-9625

E-mail: akonovalenko194@gmail.com

I. N. BUBNOV¹, Cand. Sci. in Phys. Math., Leading Researcher

ORCID: 0000-0002-8396-1434

E-mail: bubnov.igor.n@gmail.com

L. A. STANISLAVSKY¹, PhD, Junior Researcher

ORCID: 0000-0002-2099-9400

E-mail: lev.stanislavskiy@gmail.com

S. N. YERIN¹, Cand. Sci. in Phys. Math., Senior Researcher

ORCID: 0000-0002-6978-5956

E-mail: yerin.serge@gmail.com

P. ZARKA², PhD, Research Director of CNRS

ORCID: 0000-0003-1672-9878

E-mail: philippe.zarka@obspm.fr

R. V. VASHCHISHYN³, Cand. Sci. in Phys. Math., Senior Researcher

ORCID: 0009-0003-7296-5901

E-mail: vrv.uran2@gmail.com

V. I. MYRHOROD⁴, Student

E-mail: 66viacheslav66@gmail.com

¹ Institute of Radio Astronomy, National Academy of Sciences of Ukraine

4 Mystetstv Str., Kharkiv, 61002 Ukraine

² LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Université de Paris, Sorbonne Université

5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France

³ Poltava Gravimetric Observatory, Subbotin Institute of Geophysics, National Academy of Sciences of Ukraine

27/29 Myasoyedov Str., Poltava, 36029 Ukraine

⁴ National Technical University “Kharkiv Polytechnic Institute”

2 Kyrpychova Str., Kharkiv, 61022 Ukraine

EVOLUTION OF LOW-FREQUENCY RADIO ABSORPTION IN 3C461

Using the highly accurate and sensitive observations from July 13 to October 13, 2019, with the Giant Ukrainian Radio Telescope (GURT) in the correlation interferometer mode, we have investigated a monotonic trend of free-free absorption parameters from the absolute in-

Цитування: Stanislavsky A. A., Konovalenko A. A., Bubnov I. N., Stanislavsky L. A., Yerin S. N., Zarka P., Vashchishyn R. V., Myrhorod V. I. Evolution of low-frequency radio absorption in 3C461. *Space Science and Technology*. 2025. **31**, No. 1 (152). P. 35–43. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.035>

© Publisher PH «Akadempriodyka» of the NAS of Ukraine, 2025. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

egrated spectrum of 3C461 (Cassiopeia A) measured at low frequencies. The form and peak of this spectrum depend on the magnitudes of the emission measure, the electron temperature, and the average number of charges of the ions for the internal and external absorbing ionized gas toward the supernova remnant (SNR). The most interesting information concerns the evolution of unshocked ejecta inside the SNR. Its emission measure, average number of charges of the ions, and temperature can change with time, and the absorption on the two halves of the shell indicates how the ejecta are heating up. The study of the unshocked ejecta is a requisite step toward a better understanding of radio absorption evolution in Cassiopeia A. The trends from the GURT radio data were analyzed using the Mann–Kendall test and Sen’s method. This analysis is the first attempt to detect changes in the absorption parameters inside and outside this evolving SNR using continuous, broadband, and highly sensitive observations. We took into account the possible influence of radio interference on the trend detection results. Our study shows no trend in the absorption parameters. A possible reason for this result could be either the relatively short observation interval, together with the very slow change in absorption parameters, or the uneven nature of the changes in the evolution of absorption. Further measurements of the absolute flux–density spectrum obtained from Cassiopeia A with the help of low-frequency correlation interferometers (implemented on GURT, URAN-2, NenuFAR, and other appropriate radio telescopes) may contribute to the elucidation of the astrophysical processes responsible for thermal absorption in the SNR.

Keywords: radio astronomy observations, thermal absorption, supernova remnant, interstellar medium, Mann–Kendall test

INTRODUCTION

The evolution of supernova remnants (SNRs), from the explosion to the end of the expansion, consists of several different stages [26]: the ejecta-dominated phase, the Sedov-Taylor phase, the snow-plough phase, and the merging phase. Investigations in the radio domain allow us to observe the properties of SNRs, the physical processes within them, and their evolutionary characteristics as well. The features of SNR radio spectra (peak, spectral index, form) differ across the various stages of SNR evolution. Ukrainian researcher Shklovskii [20, 21] was the first to notice a fundamental feature in the evolutionary picture between the flux and radius of an SNR, known as the Σ – D relation. In this regard, the forms of radio spectra are used to determine the evolutionary status of SNRs [24].

Cassiopeia A (3C461, Cas A) is one of the youngest Galactic SNRs, about 330 years old. It is unique for many reasons. Being very bright, Cas A is often used as a calibration source in radio astronomy [3, 14]. On the other hand, its flux decline is rather strong, determined by the age of the object. This has made it possible to study the flux evolution of Cas A for more than 70 years, and the accuracy of radio measurements is constantly growing. Kassim et al. [13] were the first to prove that the radio spectrum of Cas A (<100 MHz) is determined by the thermal absorption of radio emission in unshocked ejecta inside the shell of Cas A, as well as by external ionized gas in the interstellar medium (ISM). To study the various effects that may shape the morphology and spectrum of Cas A at low frequencies, Arias et al. [2] analyzed ob-

servations with the Low Frequency Array (LOFAR, see [25]). This method is based on low-frequency maps of Cas A and permits obtaining the emission measure of unshocked ejecta in the SNR. This value can also be found by an alternative method suggested by Stanislavsky et al. [23]. This approach allows measuring the thermal absorption parameters both inside and outside Cas A. These parameters are determined from the integrated radio continuum spectrum of this radio source, recorded by the GURT correlation interferometer with high accuracy and sensitivity. As applied to the spectrum, the absorption parameters are essentially fitting values responsible for its form. The purpose of this paper is to develop the GURT method for probing the unshocked ejecta of Cas A evolving over time. It uses relative measurements of the flux density of Cas A with respect to a reference radio source, which is the radio galaxy Cygnus A (Cyg A). At low frequencies, the radio source (3C405) is close in flux density to the Cas A source. Moreover, the radio spectrum of Cyg A is almost unchanged over time.

This paper is structured as follows. We start with a brief description of the experimental facilities, which permit measuring the radio spectrum of Cas A at low frequencies. By comparing this obtained spectrum over several months with its model — which takes into account the absorption of radio emission from the synchrotron source inside Cas A through a large amount of ionized material in Cas A — we find the absorption parameters typical for each day of observations. Their evolution over time is investigated with the help of statistical trend estimators. Finally, we

summarize our results and discuss possible explanations for them.

Method. In this study, we use a comprehensive analysis of the radio spectral emission from Cas A. It includes several procedures considered below. The aim is to detect trends in the radio absorption parameters characteristic of the integrated radio spectrum of Cas A.

INTERFEROMETRIC MEASUREMENTS

The GURT radio telescope can be configured as a two-element interferometer [16]. Its geographical location (49.6° N) is very convenient, which ensures our observations of the sources Cas A and Cyg A at almost the same zenith angle at the time of their upper culminations. Using the two GURT sub-arrays with 5×5 active cross-dipoles each, the interferometer has a baseline of about 60 meters. To provide a correlation mode, the sub-arrays were connected to a standard backend for the GURT observations [28]. This advanced digital receiver (ADR) has a frequency resolution of 19.073 kHz with a time averaging of about 1 sec. It can measure and record the cross-spectra from both sub-arrays in the frequency range of 8–80 MHz. Thus, the interferometer with a small baseline was implemented and used for the radio observations of Cas A. The advantages of this approach are considered in detail [23] while minimizing its disadvantages.

Each session of radio observations lasted about 7 hours, using the transit of both radio sources. The observation time of each session was divided roughly equally between Cyg A and Cas A. First, the mini-arrays were pointed to the point of Cyg A's culmination, observing Cyg A for about 100 minutes before and after its culmination time. Then, the mini-arrays changed the direction of signal reception to the point of Cas A's culmination in the sky for the next radio observations, lasting approximately 100 minutes before and after its culmination. Although the interferometric observations of Cyg A and Cas A were made from May to October, the largest number of successful sessions were completed from July 13 to October 13. Their schedule is visualized in Fig. 1 and consists of 51 different days of observations. The choice of these days was influenced by the fact that, during the research process, the observation technique was

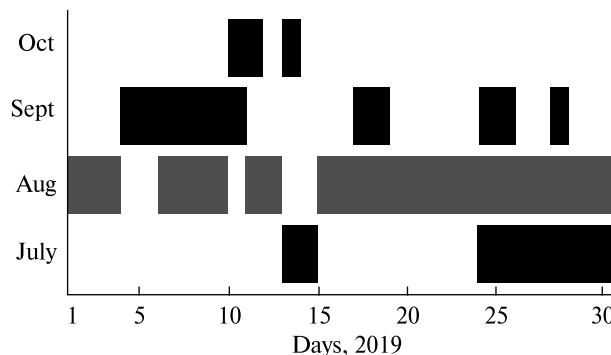


Figure 1. Schedule for the radio observations of Cas A and Cyg A from July 13 to October 13, 2019. The grey bars indicate the available days in the specified period

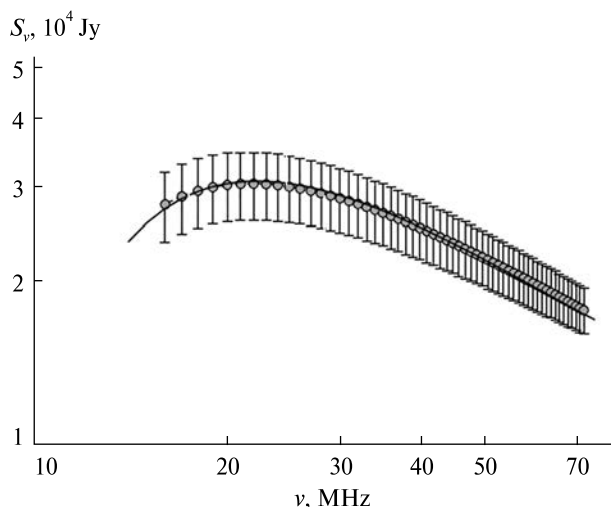


Figure 2. The radio spectrum of Cas A measured at the frequency range 16...72 MHz with the GURT two-array interferometer on July 25, 2019, as an example of observations listed in Fig. 1. The fitting line corresponds to the theoretical model accounting for radio absorption in this SNR with the following parameters: $EM_{int} \approx 37.36 \text{ pc cm}^{-6}$, $EM_{ISM} \approx 0.16 \text{ pc cm}^{-6}$, $f_a \approx 0.82$, $T_{int} \approx 100.02 \text{ K}$, $Z_{int} \approx 2.56$, $T_{ISM} \approx 20.03 \text{ K}$, $Z_{ISM} \approx 0.53$

simultaneously refined, and the performance of the mini-arrays was tested, which were not always favorable due to various technical reasons. Nevertheless, their total number was sufficient for our subsequent analysis. Using the records of radio emission from Cyg A and Cas A, we can find the ratio of flux densities of the radio sources for each day of observations. It should be recalled that the Cyg A radio emission serves as a reference source with a well-known flux

density at low frequencies. This allows us to obtain integrated spectra for Cas A from 16 MHz to 72 MHz in 1 MHz steps from day to day. An example of such a radio spectrum is shown in Fig. 2.

FROM THE SPECTRAL DATA TO ABSORPTION PARAMETERS

With the radio spectra of Cas A, we can determine the free-free absorption parameters by fitting the experimental results to a theoretical model. It is these values that we are going to analyze for the presence of changes over time. The model accounts for the absorption inside and outside Cas A, making it possible to align theoretical concepts with experimental results [6]. Now let us discuss it in more detail below.

The synchrotron source inside Cas A generates radio waves characterized by the flux density $S_\nu = AJ_\gamma(\nu/\nu_1)$ depending on three parameters: γ , ν_1 , and A . As a model of the synchrotron source, we use a homogeneous cylindrical representation [18] written as

$$J_\gamma(z) \sim z^{2.5} (1 - \exp(-z^{-2-\gamma/2})),$$

where $z = \nu/\nu_1$ is the normalized frequency, and γ relates to a power-law distribution of electrons $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$. Based on the experimental measurements of the Cas A flux density at the frequency of 1 GHz, as well as the magnetic field strength B equal to 0.78 mG [2], we determine $\gamma = 2.52$, $\nu_1 = 6.15$ MHz, and $A = 140500$ Jy.

The synchrotron emission propagates to observers through the SNR and the ISM, where it is absorbed by intervening thermal gas. The absorption includes two components. One of them is internal, conditioned by the unshocked ejecta inside the SNR. The other is external, caused by the ISM around the SNR. Consequently, the full flux density of Cas A takes the following form

$$S_\nu = (S_{\nu,front} + S_{\nu,back} e^{-\tau_{\nu,int}}) e^{-\tau_{\nu,ISM}},$$

where $\tau_{\nu,int}$ and $\tau_{\nu,ISM}$ are the optical depths for the unshocked ejecta and the ISM, respectively [2]. Due to the clumpy character of the radio source Cas A, the relative synchrotron brightness contributed from the front and back halves of the SNR, as viewed from Earth, differs. Taking $S_{\nu,front} = f_a S_\nu$, and $S_{\nu,back} = (1 - f_a) S_\nu$, we consider the absorption on the two halves of the shell. Then the optical depth τ_ν is found from the Rayleigh — Jeans approximation [27], namely

$$\tau_\nu = 3.014 \times 10^4 Z \left(\frac{T}{K} \right)^{-3/2} \times \left(\frac{\nu}{\text{MHz}} \right)^{-2} \left(\frac{EM}{\text{pc} \times \text{cm}^{-6}} \right) g_{ff},$$

where EM is the emission measure, Z is the average number of ion charges, T is the electron temperature of the absorbing medium, and g_{ff} denotes the Gaunt factor given by

$$g_{ff} = \begin{cases} \ln \left[49.55 Z^{-1} \left(\frac{\nu}{\text{MHz}} \right)^{-1} \right] + 1.5 \ln \frac{T}{K}, \\ 1 \text{ for } \frac{\nu}{\text{MHz}} \gg \left(\frac{T}{K} \right)^{3/2}. \end{cases}$$

Assuming that the flux-density evolution of the synchrotron source in Cas A occurs noticeably slower than the absorption parameters of an ionized gas inside and outside the SNR, the fitting of an experimental radio spectrum to the theoretical curve S_ν under absorption is defined by seven parameters. To find their values, the nonlinear curve fitting in least-squares sense is used. Consequently, we determine a set of values: EM_{int} , EM_{ISM} , f_a , T_{int} , Z_{int} , T_{ISM} , and Z_{ISM} for each observation day. Finally, the ultimate goal of our analysis is to identify the presence and determine features of any trend in these values over time. We will achieve it with the help of statistical tests, as these changes are very small over such a relatively short time interval.

TREND ANALYSIS

Trend detection is one of the most important tools in studying time series data. There are both parametric and non-parametric tests for the trend analysis [9]. Parametric tests are more powerful, but they require more specific conditions regarding the data properties. The time series must be independent and normally distributed. In turn, non-parametric trend tests are applicable for data with any probabilistic distribution. Moreover, they are less sensitive to outliers, although the data under consideration must remain independent. Our measured datasets are not normally distributed, as they can only be positive. Therefore, we prefer non-parametric trend tests.

The Mann — Kendall (MK) trend test [15, 17] is widely used as a non-parametric test to detect significant trends in time series, say x . Its test score does not depend on the presence of missing data (no measurements) or irregularly spaced measurement periods.

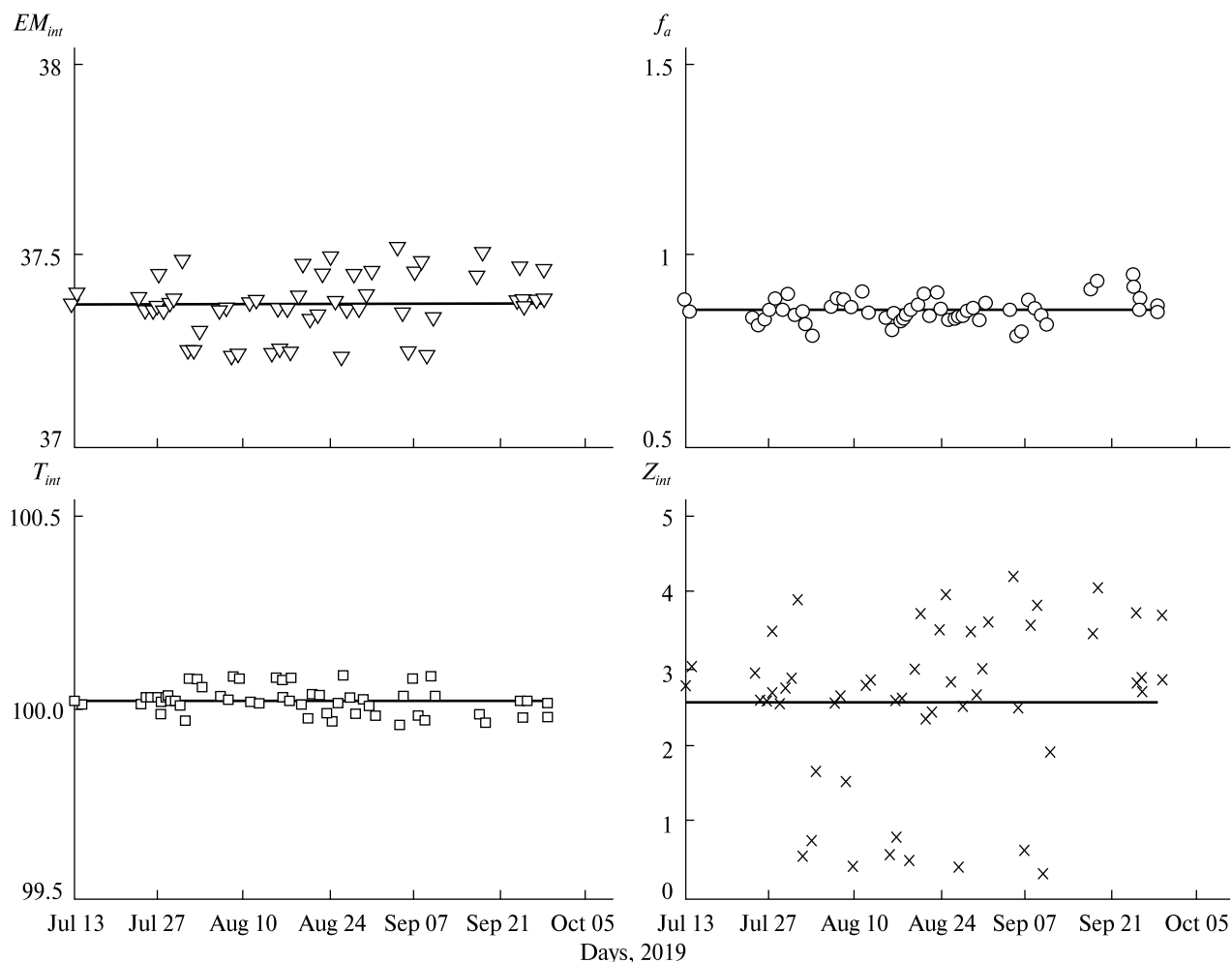


Figure 3. Evolution of thermal absorption parameters in the unshocked ejecta of Cas A, according to the GURT observations from July 13 to October 13, 2019. Lines indicate the rate of change in these values, obtained from the Sen slope estimator

Also, note that for the MK trend test, it doesn't matter if the trend is linear or non-linear. That is why it is very popular in hydro-meteorology [10] and other natural sciences. Among the wide variety of such applications, we recall only cases related to astrophysics. For instance, this test is applied to the examination of the pulsation dynamics of Betelgeuse by studying the characteristics of the light curve prior to a critical transition [8]. Additionally, the MK test was useful for the study of maxima extreme events related to the solar activity cycle [1]. This test examines the sign of all pairwise differences of observed values. It begins with the calculation of the following sign statistic

$$S = \sum_{k=1}^{n-1} \sum_{j=k+1}^n \text{sgn}(x_j - x_k),$$

where n is the number of data points, and the function $\text{sgn}(x)$ assigns the integer value of 1, 0, or -1 to positive differences, no differences, and negative differences, respectively. If the value S is very high positive, this indicates an upward trend, whereas a very low negative value S corresponds to a downward trend. Throughout the time series, each value is compared with its preceding value, giving $n(n-1)/2$ pairs of sign values. In the case of absorption parameters, the value n is equal to 51, and the number of pairwise comparisons reaches 1275. The variance of statistics S reads

$$\text{VAR}(S) = \frac{1}{18} (n(n-1)(2n+5) - \sum_{k=1}^m w_k (w_k - 1)(2w_k + 5)),$$

where m represents the number of tie groups of the time series x , and w_k is the number of data of k^{th} tie groups. In a tied group, a set of sample data has the same value. Next, the standardized test statistic Z_{MK} is computed as

$$Z_{MK} = \begin{cases} \frac{s-1}{\text{VAR}(S)}, & \text{if } S > 0, \\ 0, & \text{if } S = 0, \\ \frac{s+1}{\text{VAR}(S)}, & \text{if } S < 0. \end{cases}$$

Positive values of Z_{MK} indicate increasing trends, while negative Z_{MK} values show opposite trends. For the results of this analysis to be statistically significant, the original MK test considers two hypotheses: null and alternative. For a given time series, the null hypothesis H_0 assumes it is independently distributed (no trend), while the alternative hypothesis H_1 is that a monotonic trend exists. The trend can be positive, negative, or non-null. The null hypothesis is rejected if the absolute value of Z_{MK} is larger than the theoretical value $Z_{1-\alpha/2}$ obtained from the standard normal distribution, where α is the statistical significance level concerned. Usually, the value $\alpha = 0.05$ is taken. At the 5 % significance level, if $|Z_{MK}| > 1.96$, the null hypothesis of no trend is rejected.

If a significant trend is found, the rate of change can be calculated using the Sen slope estimator [11]

$$\beta = \text{median} \left(\frac{x_j - x_k}{t_j - t_k} \right)$$

for all $k < j$ and $k = 1, 2, \dots, n-1$ and $j = 2, 3, \dots, n$. Note that the median of those slopes is determined for all pairs of data used to compute the variance value S .

RESULTS

Stationary and non-stationary states coexist in most astrophysical systems [7]. Statistical tests such as the MK test recognize the non-stationary components, which are deterministic, apart from random stationary components. Non-stationarity often arises from the evolution of systems and can have many different sources [22]. Cas A is one such example. It expands in space, but it also interacts with the circumstellar medium (CSM) and eventually with the ISM, generating particle-accelerating shocks. The capability of the MK test to recognize a significant trend lies in

how much the non-stationary (trend) components are stronger than the stationary (random) components. Thus, accepting the null hypothesis (no trend) may also indicate changes that are still too small to be detected as a trend.

Thermal absorption parameters, according to the interferometric data recorded from July 13 to October 13, 2019, exhibit fluctuations. This trend analysis shows no trend in the changes in absorption parameters. The evolution of unshocked ejecta inside Cas A happens very slowly so that the emission measure EM_{int} , the average number of charges of the ions Z_{int} , and the temperature T_{int} do not show any trend during three months. Their horizontal slopes are presented in Fig. 3. Such a level of evolution for the thermal absorption parameters permits finding their average values, which were established by Stanislavsky et al. [23].

Although the MK test is quite robust and effective, it still requires that the data be independent. Any fairly strong serial correlation acts against the test's robustness. In particular, its presence can lead to an incorrect interpretation of the null hypothesis of no trend [5]. There is some reason to expect autocorrelation in the obtained data for Cas A. One of them is connected with radio frequency interference (RFI) in spectral data. When RFI is removed from radio records, the missing data points are smoothed by the median or otherwise, which causes a correlation to appear. From the autocorrelation plot of absorption parameters, it follows that there is a slight autocorrelation in the first lag that we can ignore. Nevertheless, even if this effect is not too large, it would be useful to eliminate it. To overcome this issue, two main methods were suggested to eliminate serial correlation [10]. One method uses pretreatment of the data, and the second involves modifying the MK test to improve trend analysis. Using the Python package of different modified MK trend tests [12], the time series of each absorption parameter was examined. After this analysis, the main conclusion (no trend) remains true. This indicates that the serial correlation was rather weak, as expected.

Following Arias et al. [2], the term for internal absorption $f_a + (1 - f_a)e^{-\tau_{v,int}}$ can vary with time. If the cold ejecta were continuously encountering the reverse shock, the ejecta would be heating up. The free

expansion leads to a decrease in the density of the gas over time as well as the optical depth τ_v . However, from our GURT observations, the evolution of internal absorption shows no trend. This analysis does not discard the assumption of Arias et al. [2]. Probably, this detection is typical for the unshocked ejecta in the 2019 epoch, and subsequent longer measurements will bring clarity to this issue.

The temporal interval of observations in this work may be too short to detect trends in external absorption parameters using the MK trend test. This effect could serve as a tracer of the interaction of Cas A with its surrounding medium, namely the ISM, along the line of sight. Recently, the importance of such interactions between SNRs and their environs has been highlighted by Castelletti et al. [4]. However, more robust results for the evolution of ionized material properties outside Cas A require long-term observations of its integrated spectrum.

CONCLUSIONS

We have shown that the GURT method can be used for probing unshocked ejecta in Cas A. Moreover, the highly accurate and sensitive observations with the GURT correlation interferometer allow for the absolute flux-density measurements of radio sources at low frequencies. Emission measure, electron temperature, and the average number of charges of the ions for both internal and external absorbing ionized gas toward Cas A become observational characteristics. This provides a direct link between radio observations and theoretical models. From a wider astrophysical perspective, this method can be applied to

other SNRs that are bright enough, young, and located in the Northern Hemisphere. Although our measurements from July 13 to October 13, 2019, do not show any significant trend in the evolution of thermal absorption inside and outside Cas A, this does not mean that it is absent altogether. There may be several reasons for this result. First, the observation interval was too short. More likely, the reason may be the very uneven nature of the changes in the absorption parameters. This interesting feature deserves further observations and comprehensive analysis. The study of the absolute flux-density spectrum obtained from Cas A with the help of low-frequency correlation interferometers (implemented on GURT, URAN-2, NenuFAR, and other appropriate radio telescopes) may contribute to a better understanding of the astrophysical processes responsible for thermal absorption in the SNR. Nevertheless, our observations of Cas A indicate that, on average, the unshocked ionized ejecta has a temperature $T_{int} \approx 100$ K, an average ionization state of $Z_{int} \approx 2.55$, and an average emission measure of $EM_{int} \approx 37.36$ pc cm⁻⁶, while the ISM absorption along the line of sight to Cas A is characteristic of $EM_{ISM} \approx 0.17$ pc cm⁻⁶ for a 20K ISM. Moreover, the value $f_a \approx 0.86$ shows that 86 % of the emission emerging from the region projected against the unshocked ejecta came from the foreground side of Cas A. These values are reasonably consistent with other recent results in the literature [2, 4, 23].

Acknowledgements. AS, IB, LS, RV, and VM are grateful to the National Research Fund of Ukraine for financial and organizational support (Project No. 2023.03/0007, 2024–2026).

REFERENCES

1. Acero F. J., Carrasco V. M. S., Gallego M. C., et al. (2017). Extreme value theory and the new sunspot number series. *Astrophys. J.*, **839**, 98. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa69bc>
2. Arias M., Vink J., de Gasperin F., et al. (2018). Low-frequency radio absorption in Cassiopeia A. *Astron. and Astrophys.*, **612**, A110. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732411>
3. Baars J., Genzel R., Pauliny-Toth I., et al. (1977). The absolute spectrum of CAS A—An accurate flux density scale and a set of secondary calibrators. *Astron. and Astrophys.*, **61**, 99–106.
4. Castelletti G., Supan L., Peters W. M., Kassim N. E. (2021). Thermal radio absorption as a tracer of the interaction of SNRs with their environments. *Astron. and Astrophys.*, **653**, A62. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202141635>
5. Cox D. R., Stuart A. (1955). Some quick sign tests for trend in location and dispersion. *Biometrika*, **42**, 80–95. <https://doi.org/10.1093/biomet/42.1-2.80>
6. DeLaney T., Kassim N. E., Rudnick L., et al. (2014). The density and mass of unshocked ejecta in Cassiopeia A through low frequency radio absorption. *Astrophys. J.*, **785**, 7. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/785/1/7>

7. Feigelson E. D., Babu G. J., Caceres G. A. (2018). Autoregressive times series methods for time domain astronomy. *Front. Phys.*, **6**, 80. <https://doi.org/10.3389/fphy.2018.00080>
8. George S. V., Kachhara S., Misra R., et al. (2020). Early warning signals indicate a critical transition in Betelgeuse. *Astron. and Astrophys.*, **640**, L21. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038785>
9. Gilbert R. O. (1987). *Statistical Methods for Environmental Pollution Monitoring*. New York: John Wiley and Sons.
10. Hamed K. H., Rao A. R. (1998). A modified Mann-Kendall trend test for autocorrelated data. *J. Hydrology*, **204**, 182—196. [https://doi.org/10.1016/S0022-1694\(97\)00125-X](https://doi.org/10.1016/S0022-1694(97)00125-X)
11. Helsel D. R., Hirsch R. M. (1992). *Statistical methods in water resources*. Studies in Environmental Science **49**. New York: Elsevier.
12. Hussain Md. M., Mahmud I. (2019). py MannKendall: a python package for non parametric Mann Kendall family of trend tests. *J. Open Source Software*, **4**(39), 1556. <https://doi.org/10.21105/joss.01556>
13. Kassim N. E., Perley R. A., Dwarakanath K. S., Erickson W. C. (1995). Evidence for thermal absorption inside Cassiopeia A. *Astrophys. J.*, **455**, L59. <https://doi.org/10.1086/309802>
14. Kellermann K. I. (2009). Setting the radio astronomy flux density scale. *Astron. and Astrophys.*, **500**, 143—144. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912153>
15. Kendall M. G. (1975). *Rank Correlation Methods*. 4th edition. London: Charles Griffin.
16. Konovalenko A., Sodin L., Zakharenko V., et al. (2016). The modern radio astronomy network in Ukraine: UTR-2, URAN and GURT. *Experim. Astron.*, **42**, 11—48. <https://doi.org/10.1007/s10686-016-9498-x>
17. Mann H. B. (1945). Non-parametric test against trend. *Econometrica*, **13**, 245—259.
18. Pacholczyk A. G. (1970). *Radio Astrophysics: Nonthermal Processes in Galactic and Extragalactic Sources*. San Francisco: W. H. Freeman and Co.
19. Raymond J. C., Koo B.-C., Lee Y.-H., et al. (2018). The temperature and ionization of unshocked ejecta in Cas A. *Astrophys. J.*, **866**, 128. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aadf93>
20. Shklovskii I. S. (1960). Secular variation of the flux and intensity of radio emission from discrete sources. *Sov. Astron.*, **4**, 243—249.
21. Shklovskii I. S. (1960). The nature of supernovae. *Sov. Astron.*, **4**, 355—364.
22. Stanislavsky A., Burnecki K., Janczura J., et al. (2019). Solar X-ray variability in terms of a fractional heteroskedastic time series model. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 3970—3980. <https://doi.org/10.1093/mnras/stz656>
23. Stanislavsky L., Bubnov I., Konovalenko A., et al. (2023). Free-free absorption parameters of Cassiopeia A from low-frequency interferometric observations. *Astron. and Astrophys.*, **670**, A157. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245271>
24. Urošević D. (2020). Determining the evolutionary status of supernova remnants. *Nature Astron.*, **4**, 910—912. <https://doi.org/10.1038/s41550-020-01228-5>
25. van Haarlem M. P., Wise M. W., Gunst A. W., et al. (2013). LOFAR: The LOW-Frequency ARray. *Astron. and Astrophys.*, **556**, A2. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220873>
26. Vink J. (2020). *Physics and Evolution of Supernova Remnants*. Switzerland: Springer Nature. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-55231-2>
27. Wilson T. L., Rohlfs K., Hüttemeister S. (2009). *Tools of Radio Astronomy*. Berlin: Springer-Verlag, 239—276. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-85122-610>
28. Zakharenko V., Konovalenko A., Zarka P., et al. (2016). Digital receivers for low-frequency radio telescopes UTR-2, URAN, GURT. *J. Astron. Instrum.*, **5**, 1641010. <https://doi.org/10.1142/S2251171716410105>

Стаття надійшла до редакції 17.10.2024

Після доопрацювання 24.12.2024

Прийнято до друку 02.01.2025

Received 17.10.2024

Revised 24.12.2024

Accepted 02.01.2025

О. О. Станіславський¹, пров. наук. співроб., д-р фіз.-мат.

ORCID: 0000-0003-4420-047X

E-mail: a.a.stanislavsky@rian.kharkov.ua, astex@ukr.net

О. О. Коноваленко¹, заст. дир., акад. НАН України, д-р фіз.-мат. наук

ORCID: 0000-0003-1949-9625

E-mail: akonovalenko194@gmail.com

І. М. Бубнов¹, пров. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

ORCID: 0000-0002-8396-1434

E-mail: bubnov.igor.n@gmail.com

Л. О. Станіславський¹, мол. наук. співроб., д-р філ.

ORCID: 0000-0002-2099-9400

E-mail: lev.stanislavskiy@gmail.com

С. М. Єрін¹, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

ORCID: 0000-0002-6978-5956

E-mail: yerin.serge@gmail.com

Ф. Зарка², дир. з досліджень, д-р філ.

ORCID: 0000-0003-1672-9878

E-mail: philippe.zarka@obspm.fr

Р. В. Ващишин³, старш. наук. співроб., канд. фіз.-мат. наук

ORCID: 0009-0003-7296-5901

E-mail: vrv.uran2@gmail.com

В. І. Миргород⁴, студент магістрат.

E-mail: 66viacheslav66@gmail.com

¹ Радіоастрономічний інститут Національної академії наук України

вул. Мистецтв 4, Харків, Україна, 61022

² LESIA, Паризька обсерваторія, CNRS, UPMC, Паризький університет Дідро

Площа Жуля Янсена 5, Мейдон, 92190, Франція

³ Полтавська гравіметрична обсерваторія Інституту геофізики ім. С. І. Субботіна Національної академії наук України

вул. М'ясоєдова 27/29, Полтава, Україна, 36029

⁴ Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»

вул. Кирпичова 2, Харків, Україна, 61022

ЕВОЛЮЦІЯ НИЗЬКОЧАСТОТНОГО ПОГЛИНАННЯ У ЗАЛИШКУ НАДНОВОЇ 3C461

Використовуючи високоточні та чутливі спостереження з 13 липня по 13 жовтня 2019 року на Гігантському Українському радіотелескопі (ГУРТ) у режимі кореляційного інтерферометра, ми дослідили наявність монотонного тренду параметрів вільно-вільного поглинання з абсолютного інтегрального спектру об'єкту 3C461 (Кассіопея А) за допомогою вимірювань на низьких частотах. Форма та пік цього спектру залежать від величин міри емісії, температури електронів і середньої кількості зарядів іонів для внутрішнього та зовнішнього поглинання іонізованого газу у цьому залишку наднової (ЗНН). Найцікавіша інформація стосується еволюції викиду всередині ЗНН, який утворився не внаслідок ударного процесу. Його міра емісії, середнє число зарядів іонів і температура можуть змінюватися з часом, а поглинання на двох половинах оболонки вказує на те, як нагрівається викид. Вивчення змін викиду, який утворився не внаслідок ударного процесу, є необхідним кроком до кращого розуміння еволюції теплового поглинання в Кассіопеї А. Тенденції змін радіоданих ГУРТ аналізувалися за допомогою тесту Манна — Кендалла та методу Сена. Цей аналіз є першою спробою виявити зміни параметрів поглинання всередині та поза цим ЗНН за допомогою тривалих високочуглих широкосмугових спостережень. Ми врахували можливий вплив радіоперешкод на результати визначення тренду. Наше дослідження не показує тенденції до змін параметрів поглинання. Можливою причиною такого результату може бути або відносно короткий інтервал спостережень разом із дуже повільною зміною параметрів поглинання, або нерівномірний характер змін в еволюції поглинання. Подальші вимірювання спектру абсолютної глибини потоку, отриманого з Кассіопеї А, за допомогою низькочастотних кореляційних інтерферометрів (впроваджених на ГУРТ, УРАН-2, NenuFAR та інших відповідних радіотелескопах) можуть сприяти з'ясуванню астрофізичних процесів, відповідальних за теплове поглинання в ЗНН.

Ключові слова: радіоастрономічні спостереження, теплове поглинання, залишок наднової, міжзоряне середовище, тест Манна — Кендалла

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.044>
UDC 524.85

R. G. NEOMENKO, Junior Researcher
<https://orcid.org/0000-0002-6086-9344>
E-mail: roman.neomenko@lnu.edu.ua

Astronomical Observatory of Ivan Franko National University of Lviv
8 Kyryla i Mefodiya Str., Lviv, 79005 Ukraine

CONSTRAINTS ON THE INTERACTION STRENGTH IN THE MODEL OF INTERACTING DYNAMICAL DARK ENERGY WITH LINEAR AND NON-LINEAR INTERACTING TERMS

In this work, the observational constraints on the coupling parameter of the interaction between dynamical dark energy and cold dark matter were obtained using cosmic microwave background data, baryon acoustic oscillations, and type Ia supernova data. The dark energy in considered models is dynamic, and the evolution of its equation of state parameter depends on dark coupling and internal properties of the dark energy itself. Such a model is believed to be more physically consistent than models of interacting dark energy considered in previous works. Constraints were made for three types of interaction. The first two are the types often considered in other works on interacting dark energy and are linearly dependent on the energy densities of dark components. The third type has a non-linear dependence on these densities and is studied for the first time. Observational constraints on the Hubble constant H_0 for the first two models strongly disagree with so-called local measurements of H_0 . The third model aligns more closely with local measurements than the Λ CDM model. Also, for the first two types of interaction models, only the existence of small upper bounds of the interaction parameter was found, as for the last non-linear model, the existence of non-zero interaction was found at greater than 1σ significance level.

Keywords: interacting dark energy, dark matter, cosmological perturbations.

1. INTRODUCTION

Interacting dark energy (IDE) is an extension of a cosmological model whose aim is to explain the accelerated expansion of the Universe [25, 26]. In this model, there is some form of new interaction between dark energy (DE), which causes this acceleration, and another component, the dark matter (DM), in addition to the four known fundamental interactions [4, 31]. The existence of these dark components fol-

lows from their gravitational impact on visible matter and radiation, as they do not interact via the other three fundamental forces. As a result, the presence of such DE-DM interaction can be concluded if it makes a significant impact through gravitational interaction, leaving an imprint in the cosmic microwave background and other astrophysical data. This fact will be a possible indication that DE and DM have a quantum-field nature. In the most well-studied IDE model, the DE equation of state (EoS)

Цитування: Neomenko R. G. Constraints on the interaction strength in the model of interacting dynamical dark energy with linear and non-linear interacting terms. *Space Science and Technology*. 2024. **31**, № 1 (152). P. 44–52. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.044>

© Publisher PH «Akadempriodyka» of the NAS of Ukraine, 2025. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

parameter does not vary in time, and the DE-DM interaction is proportional to the energy densities of DE, DM, or the sum of both and is generated by the expansion rate of the Universe [5, 8, 10, 12, 13]. The constraints on parameters of such models using data on cosmic microwave background, baryon acoustic oscillations, and type Ia supernova give the non-zero energy transfer between DE and DM with a low confidence level or interaction is absent at all. [11, 24]. Furthermore, the constraints on the DE-DM interaction parameter proportional to the density of DM or the densities' sum of dark components were imposed only for the phantom DE model [6, 9]. For the quintessence model, such analysis is impossible due to non-adiabatic instabilities of cosmological perturbations in the radiation-dominated epoch of the Universe for these IDE models [30]. However, observational constraints for such models are possible when the DE EoS parameter varies in time, and its evolution can be tuned in such a way that non-adiabatic instabilities will not arise. Hence, in this work, the Markov Chain Monte-Carlo constraints on parameters of dynamical quintessence IDE with these interaction forms were done for the first time. The model of quintessence IDE EoS parameter evolution proposed in works [20, 22] and used here is more physically consistent than the well-known linear model for EoS evolution $w(a) = w_0 + w_1(1-a)$ [19]. The second part of this work presents the analysis of another type of DE-DM interaction (also for the first time), which does not depend on the expansion rate of the Universe and has the form of a Coulomb-type interaction function (e.g., the energy-momentum exchange rate between dark components is proportional to the product of densities of this components). Such interaction form is physically well justified as it does not vanish when the Universe does not expand, and its form is also often found among other interactions in nature.

Chapter 2 of this work provides a brief introduction to the analyzed models of dynamical IDE. In Chapter 3, the observational data and method of statistical constraints used are described. In Chapter 4, the impact of DE-DM interaction on the formation of the high-scale structure of the Universe and the results of parameters' observational constraints of considered models are shown and discussed.

2. MODELS OF DYNAMICAL IDE

The description of each component of the Universe is done in the perfect fluid approximation with the following stress-energy tensor:

$$T_i^k = (\rho + p)u_i u^k + p\delta_i^k.$$

The Universe is considered to be homogeneous and isotropic, which is described by the Friedman-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) metric with zero spatial curvature in relation to which the small perturbations of metric (perturbations are given in synchronous gauge):

$$ds^2 = a^2(\eta)[-d\eta^2 + (\delta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta})dx^\alpha dx^\beta],$$

where a denotes a scale factor, η is conformal time, and $h_{\alpha\beta}$ is the perturbation of metric tensor. For each component, the general-covariant equation of stress-energy tensor conservation is true except for DE and DM, which, as a result of non-gravitational interaction between them, take the following form:

$$T_{(de)i;k}^k = J_{(de)i}, \quad (1)$$

$$T_{(c)i;k}^k = J_{(c)i}. \quad (2)$$

Here, “;” denotes the general-covariant derivative and J_i is the 4-vector of energy-momentum exchange between DE and DM, or, in other words, it describes the DE-DM interaction. The demand of conservation of energy and momentum of total DE and DM fluid implies that $J_{(c)i} = -J_{(de)i} = J_i$.

To solve the system of equations (1)-(2) along with Einstein's gravitational field equations, the 4-vector J_i must be given as a function of variables, which describes the state of DE and DM. In most works on IDE, this interaction is taken in the form, which in FLRW Universe is proportional to Hubble parameter H and some function of dark components' densities $\bar{\rho}_{de}$, $\bar{\rho}_c$. In the cases considered in this work, $\bar{J}_0$ is taken in the following forms [5, 8]:

$$\bar{J}_0 = 3\beta aH\bar{\rho}_c, \quad (3)$$

$$\bar{J}_0 = 3\beta aH(\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c). \quad (4)$$

Here, β is the interaction parameter, and when it goes to zero, the DE-DM interaction disappears. When the consideration of these interaction forms is extended to the small linear cosmological perturbations in the relation to FLRW Universe, then, as was mentioned above, the problem of instabilities of these perturbations in the radiation-dominated epoch oc-

curs [30]. To avoid this problem, the DE EoS parameter must be allowed to evolve with the Universe's expansion. In this study, the model of IDE is considered, which in the evolution of this EoS parameter is given by the DE-DM interaction parameter and DE adiabatic sound speed. Consequently equations (1) and (2) with the additional equation for DE EoS parameter evolution in the FLRW Universe take the following form:

$$\dot{\bar{\rho}}_{de} + 3aH(1+w)\bar{\rho}_{de} = -\bar{J}_0, \quad (5)$$

$$\dot{\bar{\rho}}_c + 3aH\bar{\rho}_c = \bar{J}_0, \quad (6)$$

$$\dot{w} = 3aH(1+w)(w - c_a^2) + \frac{\bar{J}_0}{\bar{\rho}_{de}}(w - c_a^2). \quad (7)$$

Here, dot over quantity is the derivative on conformal time η , w is the DE EoS parameter, and $c_a^2 = \dot{\bar{p}}_{de} / \dot{\bar{\rho}}_{de}$ is the square of DE adiabatic sound speed ($\bar{p}_{de}$ is the DE pressure). The solutions of these equations were obtained in works [20, 22]. To extend our models to the case of small perturbations relative to the background Universe, we first need to specify the general-covariant form of DE-DM interactions. In this study, we use the form proposed in [18, 21]:

$$J_i = \beta \rho_c u_{;k}^k u_i^{(c)}, \quad (8)$$

$$J_i = \beta(\rho_{de} + \rho_c) u_{;k}^k u_i^{(c)}, \quad (9)$$

where $u_i^{(c)}$ is a four-vector of DM velocity and u^k is a velocity four-vector of all components' center of mass.

In addition to the two forms of DE-DM interactions (8) and (9), this study considers another form of J_i , which is not generated by the expansion rate of the Universe. In other words, it is not proportional to the Hubble parameter H in the FLRW Universe as the previous two types. Also, such interaction is proportional to the product of DE and DM densities. So its general-covariant form is as follows:

$$J_i = 3\beta H_0 \frac{\rho_{de} \rho_c}{\rho_{de} + \rho_c} u_i^{(c)}. \quad (10)$$

The presence of the Hubble constant H_0 in this interaction form is only necessary to normalize the interaction parameter β . The interaction (10) is motivated by those interactions that are frequently encountered in various fields of physics, such as the Coulomb electrostatic interaction, the Newtonian gravitational interaction, etc. Such interaction is being studied for the first time.

The resulting equations for the evolution of cosmological perturbations for DE and DM with interaction (8) in synchronous gauge comoving to DM are as follows:

$$\begin{aligned} \dot{\delta}_{de} = & -3aH(c_s^2 - w)\delta_{de} - (1+w)\frac{\dot{h}}{2} - \\ & -(1+w)[k^2 + 9a^2 H^2(c_s^2 - c_a^2)]\frac{\theta_{de}}{k^2} - \\ & -\beta \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de}} \left[3aH(\delta_c - \delta_{de}) + \frac{\dot{h}}{2} + \theta + \right. \\ & \left. + 9a^2 H^2(c_s^2 - c_a^2)\frac{\theta_{de}}{k^2} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \dot{\theta}_{de} = & -aH(1 - 3c_s^2)\theta_{de} + \frac{c_s^2 k^2}{1+w}\delta_{de} + \\ & + 3aH \frac{\beta}{1+w} \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de}} (1 + c_s^2)\theta_{de}, \\ = & -\frac{\dot{h}}{2} + \beta \left(\frac{\dot{h}}{2} + \theta \right), \end{aligned}$$

where $\theta_N = i(\sum_{\alpha} k_{\alpha} v^{\alpha})$, c_s^2 is a comoving effective DE sound speed, which in this work is taken as $c_s^2 = 1$ and

$$\theta = \frac{\sum_N (\bar{\rho}_N + \bar{p}_N) \theta_N}{\sum_N (\bar{\rho}_N + \bar{p}_N)},$$

where N is an index of Universe's each component.

For the interaction (9), we have such equations:

$$\begin{aligned} \dot{\delta}_{de} = & -3aH(c_s^2 - w)\delta_{de} - (1+w)\frac{\dot{h}}{2} - \\ & -(1+w)[k^2 + 9a^2 H^2(c_s^2 - c_a^2)]\frac{\theta_{de}}{k^2} - \\ & -\beta \frac{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de}} \times \\ & \times \left[3aH \left(\frac{\bar{\rho}_{de}}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_{de} + \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_c - \delta_{de} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\dot{h}}{2} + \theta + 9a^2 H^2(c_s^2 - c_a^2)\frac{\theta_{de}}{k^2} \right], \\ \dot{\theta}_{de} = & -aH(1 - 3c_s^2)\theta_{de} + \frac{c_s^2 k^2}{1+w}\delta_{de} + \\ & + 3aH \frac{\beta}{1+w} \frac{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de}} (1 + c_s^2)\theta_{de}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\dot{\delta}_c = -\frac{\dot{h}}{2} + \beta \frac{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_c} \left[3aH \left(\frac{\bar{\rho}_{de}}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_{de} + \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_c - \delta_c \right) + \frac{\dot{h}}{2} + \theta \right].$$

And for the interaction (10):

$$\begin{aligned} \dot{\delta}_{de} &= -3aH(c_s^2 - w)\delta_{de} - (1+w)\frac{\dot{h}}{2} - \\ &\quad -(1+w)[k^2 + 9a^2H^2(c_s^2 - c_a^2)]\frac{\theta_{de}}{k^2} - \\ &\quad -3\beta aH_0 \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \left[\delta_c + 3aH(c_s^2 - c_a^2)\frac{\theta_{de}}{k^2} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\bar{\rho}_{de}}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_{de} - \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_c \right], \\ \dot{\theta}_{de} &= -aH(1 - 3c_s^2)\theta_{de} + \frac{c_s^2 k^2}{1+w} \delta_{de} + \\ &\quad + \frac{3aH_0\beta}{1+w} \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} (1 + c_s^2)\theta_{de}, \\ \dot{\delta}_c &= -\frac{\dot{h}}{2} + 3\beta aH_0 \frac{\bar{\rho}_{de}}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \times \\ &\quad \times \left(\delta_{de} - \frac{\bar{\rho}_{de}}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_{de} - \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} \delta_c \right). \end{aligned} \quad (13)$$

To make numerical integration of this system of equations, the initial conditions for the background system (5)–(7) and for the perturbed system (11)–(13) must be set up. The background initial conditions are given for the present epoch at $a_0 = 1$, and the perturbation initial conditions are given for the early epoch of electromagnetic radiation dominance.

Initial conditions for perturbation equations are taken as their solutions for the radiation-dominated epoch when the perturbations have not yet entered the Hubble horizon. These solutions satisfy the following condition for the arbitrary two components x and y

$$S_{x,y} = aH \left(\frac{\delta_x}{\bar{\rho}_x / \bar{\rho}_x} - \frac{\delta_y}{\bar{\rho}_y / \bar{\rho}_y} \right) = 0,$$

and as a result, the fluids are adiabatic. When DE does not interact with DM, the small deviations from adiabatic perturbations are damped, and as a result, these perturbations stay stable until they enter the Hubble horizon. But when DE-DM interac-

tion of form (8) or (9) is present, and DE is quintessential, this adiabatic mode could become unstable if DE EoS parameter w is close to -1 [30]. To avoid this problem, the stability analysis of adiabatic solutions of perturbation equations (11)–(13) was made. From this, the ranges of values for the interaction parameter and DE adiabatic sound speed c_a^2 , for which adiabatic mode is stable, were derived in [18, 21] for each of the interactions (8), (9). It should be noted that, for the interaction of type (10), the adiabatic mode, based on the early epoch analysis, is always stable. Hence, for all three types of DE-DM interaction, the standard adiabatic initial conditions can be used without interaction even if they differ by a small value from the true initial conditions with non-zero interaction because, as was mentioned above, small deviations in the true initial conditions disappear.

3. OBSERVATIONAL DATA AND STATISTICAL METHOD

To impose the constraints on parameters of IDE models (8) (it will be called Model I), (9) (Model II), and (10) (Model III), the following observational data were used:

Cosmic Microwave Background (CMB) anisotropies: the dataset consisting of high- l TT, EE, TE power spectra and low- l TT, EE power spectra of Planck collaboration (2018 data release) [11]; this dataset is complemented by additional CMB weak gravitational lensing data of the same collaboration (2018 data release) [2];

Baryon Acoustic Oscillations (BAO): the 6dF Galaxy Survey [7] consisting of one data point at effective redshift $z_{eff} = 0.106$, SDSS DR7 Main Galaxy Sample [28] of data point at $z_{eff} = 0.15$, and SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey, DR12 [3] consisting of three data points at $z_{eff} = 0.38, 0.51, 0.61$;

Type Ia supernova (SN Ia): Pantheon dataset consisting of data on 1048 type Ia supernovae [29].

To confront Models I, II, and III with these observational data, the corresponding observable quantities should be calculated. For this purpose, the code IDECAMB [17] was modified. This code is the modification of the program package CAMB [15] and is specially designed for considering IDE models. In this program, the Parameterized Post Friedman (PPF) method adapted for IDE models was used

[16] to calculate the evolution of cosmological perturbations. To be suitable for Models I and II, it must consider the local Hubble parameter perturbations, described by the perturbing part of $u_{,k}^k$ in expressions (8) and (9). It was done by modifying the expressions (3.14) and (3.15) given in the work [17]:

$$\Delta Q = C_1 \delta_{de} + C_2 \delta_c + Q \left(\frac{kV}{3aH} + \frac{\zeta'}{aH} - \xi \right), \quad (14)$$

$$f_k = Q(\theta_c - \theta),$$

where $\bar{J}_0 = -aQ$ and ζ' is given by expression (4.9) in [17]. For Model I, $Q = -3\beta H \bar{\rho}_c$, $C_1 = 0$, $C_2 = Q$, and for Model II, $Q = -3\beta H(\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c)$,

$$C_1 = \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} Q, \quad C_2 = \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} Q.$$

For Model III, the expression (14) takes the following form:

$$\Delta Q = C_1 \delta_{de} + C_2 \delta_c,$$

where

$$Q = -3\beta H_0 \frac{\bar{\rho}_{de} \bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c},$$

$$C_1 = \frac{\bar{\rho}_c}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} Q, \quad C_2 = \frac{\bar{\rho}_{de}}{\bar{\rho}_{de} + \bar{\rho}_c} Q.$$

Constraints on interaction parameters and other parameters of IDE models were obtained using the Markov Chain Monte-Carlo method realized in the CosmoMC program package [14] modified for this purpose. There, 12 Monte-Carlo chains were run for each of the studied IDE models with a convergence condition (using the Gelman-Rubin parameter) of

$R - 1 < 0.01$. The priors for independent parameters, which describe the pressure of DE, w_0 and c_a^2 , were taken in the quintessence range of values, and for interaction parameter β — in the positive range of values (the case when energy flows from DE to DM) for Model I and Model II. Also, the additional priors for these models were derived from the conditions of the positivity of energy density of dark components [18, 20] and conditions of stability of early cosmological perturbations [18, 21]. For Model III, priors for c_a^2 were taken in the phantom range, for w_0 — in quintessence and phantom ranges, and β is bounded by negative lower value and positive upper value. For Models I and II, the H_0 — parametrization was used, and for Model III, the 1000_{MC} — parametrization was used. Besides, 12 Monte-Carlo chains were run for the Λ CDM model with the same observational data to compare its constraints with the results for IDE models. Priors for the Λ CDM and all three interaction models are given in Table 1.

4. RESULTS

At first, the dependence of the scale structure of the Universe on DE-DM interaction coupling was studied for Model I, Model II, and Model III. In Fig. 1 and Fig. 2, the modification of the matter power spectrum at redshift $z = 0$ by the value of interaction parameter β is shown for all three models. For Models I and II, the modifications are similar with the suppression of structure formation on small scales and with some larger inhomogeneities on very high

Table 1. Priors of independent parameters for each IDE model

Parameter	Λ CDM	Model I	Model II	Model III
$\Omega_b h^2$	[0.005, 0.1]	[0.005, 0.1]	[0.005, 0.1]	[0.005, 0.1]
$\Omega_c h^2$	[0.001, 0.99]	[0.001, 0.99]	[0.001, 0.99]	[0.001, 0.99]
1000_{MC}	[0.5, 10]	—	—	[0.5, 10]
H_0	—	[40, 100]	[40, 100]	—
τ	[0.01, 0.8]	[0.01, 0.8]	[0.01, 0.8]	[0.01, 0.8]
$\log(10^{10} A_s)$	[1.61, 3.91]	[1.61, 3.91]	[1.61, 3.91]	[1.61, 3.91]
n_s	[0.8, 1.2]	[0.8, 1.2]	[0.8, 1.2]	[0.8, 1.2]
w_0	—	[-1, -0.333]	[-1, -0.333]	[-3, -0.333]
	—	[-1, 0]	[-0.533890, 0]	[-3, -1]
β	—	[0, 0.08]	[0, 0.5]	[-1.5, 1.5]

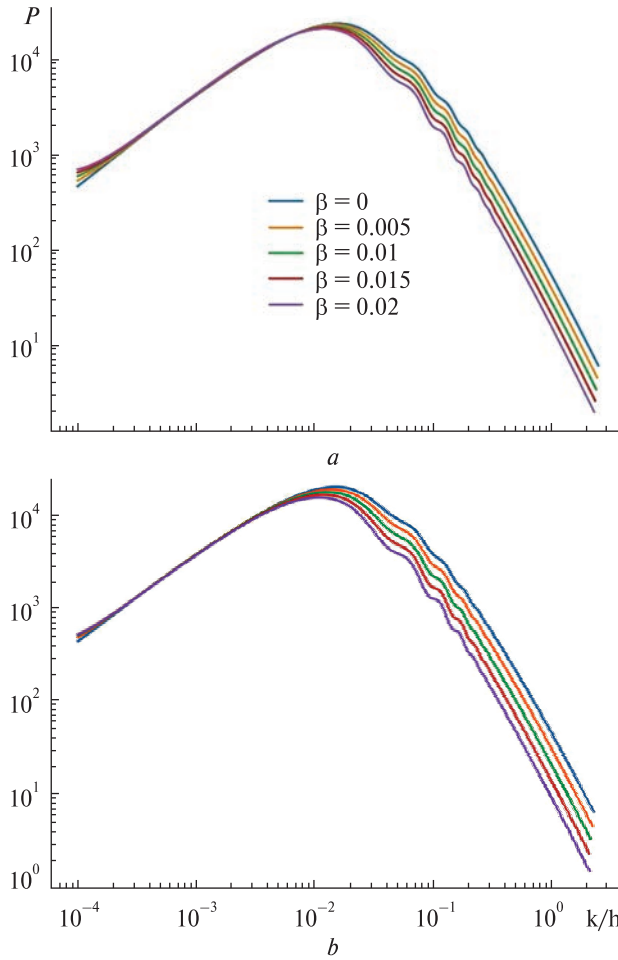


Figure 1. Dependence of the matter power spectrum at redshift $z = 0$ on the interaction parameter β for Model I (panel a) and for Model II (panel b). The independent model parameters that were used are as follows: $\Omega_b h^2 = 0.0226$, $\Omega_c h^2 = 0.112$, $H_0 = 68.2$, $\Omega_K = 0$, $A_s = 2.1 \times 10^{-9}$, $n_s = 0.96$, $\tau = 0.09$, $c_s^2 = 1$, $w_0 = -0.9$, $c_a^2 = -0.5$

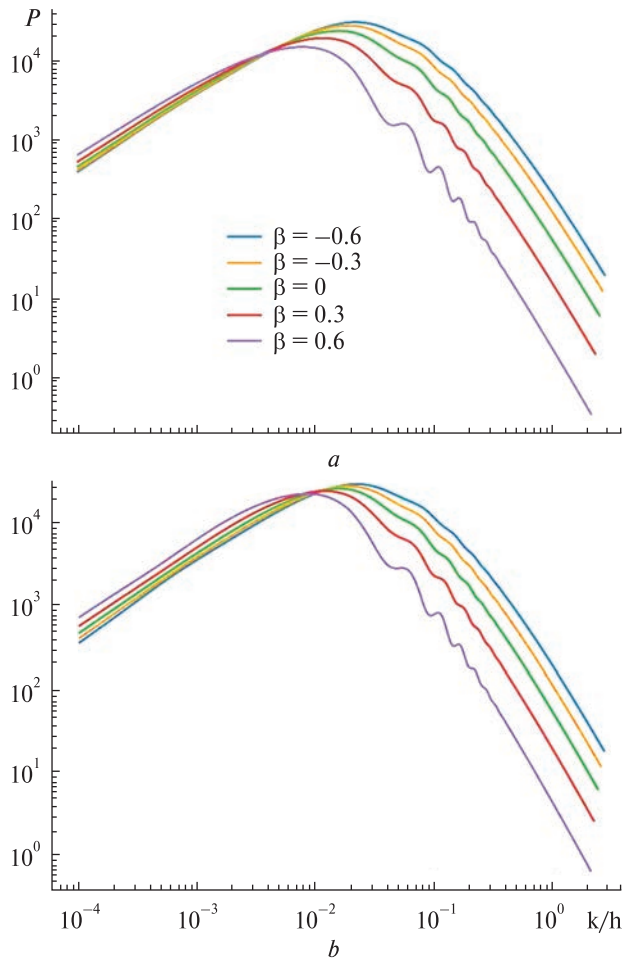


Figure 2. Dependence of the matter power spectrum at redshift $z = 0$ on the interaction parameter β for Model III with $c_a^2 = -0.5$ (panel a) and $c_a^2 = -1.2$ (panel b). The independent model parameters used are the same as those in Fig. 1

scales compared to non-interacting cases (in these figures, for Models I and II, the interaction parameter β is bounded to positive values only, the same as in priors in MCMC simulations). For Model III, the distribution of matter in the Universe is more inhomogeneous on high scales and sufficiently more homogeneous on small scales when β is positive. When we have negatively-valued β (it corresponds to the case when energy flows from DM to DE), the impact of DE-DM interaction is exactly opposite — on high scales, the matter is distributed slightly less

homogeneous, while on small scales, the matter structure growth is larger.

The observational constraints on parameters of Model I, Model II, and Model III obtained from MCMC simulation at 68 % CL are given in Table 2.

As we can see for the quintessence IDE of Model I and Model II, due to the presence of DE-DM interaction, the relative part of the DE component is much lower and DM much higher compared to the Λ CDM model. As a result, the Hubble constant H_0 is much lower than the value obtained in work [27].

Table 2. Constraints on model parameters at 68 % CL

Parameter	Λ CDM	Model I	Model II	Model III
$\Omega_b h^2$	0.02242 ± 0.00014	0.02282 ± 0.00015	0.02282 ± 0.00015	0.02239 ± 0.00014
$\Omega_c h^2$	0.11932 ± 0.00092	0.1142 ± 0.0010	0.1142 ± 0.0011	$0.151^{+0.027}_{-0.017}$
τ	0.0573 ± 0.0074	0.083 ± 0.010	0.083 ± 0.010	0.0539 ± 0.0074
w_0	—	$-0.99424^{+0.00086}_{-0.0057}$	< -0.994	$-0.83^{+0.17}_{-0.29}$
c_a^2	—	$-0.24553^{+0.00075}_{-0.0046}$	$-0.24557^{+0.00076}_{-0.0046}$	$-1.130^{+0.083}_{-0.074}$
β	—	$< 9.43 \cdot 10^{-5}$	$< 9.71 \cdot 10^{-5}$	$0.27^{+0.23}_{-0.15}$
$\log(10^{10} A_s)$	3.049 ± 0.014	3.092 ± 0.020	3.092 ± 0.020	3.042 ± 0.014
n_s	0.9664 ± 0.0037	0.9805 ± 0.0041	0.9804 ± 0.0041	0.9658 ± 0.0040
H_0	67.66 ± 0.42	56.51 ± 0.25	56.51 ± 0.25	68.37 ± 0.83
Ω_{de}	0.6889 ± 0.0056	0.5690 ± 0.0066	0.5688 ± 0.0066	$0.627^{+0.041}_{-0.055}$
Ω_m	0.3111 ± 0.0056	0.4310 ± 0.0066	0.4312 ± 0.0066	$0.373^{+0.055}_{-0.041}$
σ_8	0.8110 ± 0.0060	0.6843 ± 0.0067	0.6843 ± 0.0067	$0.756^{+0.036}_{-0.055}$
S_8	0.826 ± 0.011	0.820 ± 0.011	0.820 ± 0.011	$0.839^{+0.012}_{-0.011}$

So, such models only worsen the so-called Hubble tension, which is one of the major problems in modern cosmology. Also, for both of these models, only the upper positive bounds on interaction parameter β were obtained. The constraints on the DE EoS parameter at the present time w_0 and EoS parameter evolution, which are mainly determined by DE's squared adiabatic sound speed c_a^2 , strongly prefer the dynamical nature of the quintessence DE. In general, the constraints on β using CMB, BAO, and SN Ia data described in Chapter III do not allow us to determine whether the DE-DM interaction of Model I and Model II exists.

The constraints for Model III on interaction parameter β give the existence of its non-zero positive value on $> 1\sigma$ significance level. Also, constraints on the EoS parameter prefer that DE has the quintessential nature in epochs closer to modern time and behaves as the phantom in the early epochs of the Universe. It means that DE energy density $\bar{\rho}_{de}$ begins to increase from some constant value after the Universe's expansion starts and, after approaching some maximum, follows the gradual decrease of DE density till the present epoch at $a = 1$. Such a model (but in a non-interacting case) was studied in the work [23]. In this model, there is a higher proportion

of DM and a lower of DE components compared to the Λ CDM model as in the previous two IDE models. The Hubble constant H_0 in the constraints of Model III is slightly higher than in the Λ CDM model. This difference suggests that Model III might help resolve the Hubble tension, particularly if future measurements from the next generation of BAO and SN Ia data are used to constrain its parameters.

5. CONCLUSIONS

In this work, we studied the cosmological models of interacting dynamical dark energy. These models have a non-gravitational interaction between dynamical dark energy and dark matter and are described by three different functions. The first two functions, well known in the literature, are proportional to the Hubble parameter, one of which is also proportional to the dark matter energy density (Model I) and the other to the sum of the energy densities of both dark components (Model II). The third one does not depend on the expansion rate of the Universe and is proportional to the product of energy densities of interacting components (Model III). Such interaction is studied for the first time and is expected to be more physically realistic in comparison to the previous two types of interaction and other types, which

are proportional to the Hubble parameter. By imposing Markov Chain Monte-Carlo constraints on the parameters of these three models using the CMB, BAO, and SN Ia data, it was found that Models I and II significantly disagree in their estimates of the Hubble constant H_0 compared to the so-called local measurement of H_0 . Also, it was determined only the upper bounds of the interaction parameter for these models. In contrast, Model III provides better agree-

ment in estimating H_0 with local measurements than the Λ CDM model using the same observational data. Also, the constraints give the non-zero positive value of the interaction parameter (which corresponds to the energy flow from dark energy to dark matter) at $>1\sigma$ significance level for Model III. The use of next-generation data on BAO and SN Ia, along with current CMB data, is expected to impose tighter constraints on the interaction in the dark sector.

REFERENCES

1. Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M., et al. (2020). Planck 2018 results V. CMB power spectra and likelihoods. *Astron. and Astrophys.*, **641**, A5. DOI: 10.1051/0004-6361/201936386.
2. Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M., et al. (2020). Planck 2018 results VIII. Gravitational lensing. *Astron. and Astrophys.*, **641**, A8. DOI: 10.1051/0004-6361/201833886.
3. Alam S., Ata M., Bailey S., et al. (2017). The clustering of galaxies in the completed SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: cosmological analysis of the DR12 galaxy sample. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **470**(3), 2617–2652. DOI: 10.1093/mnras/stx721.
4. Amendola L. (2000). Coupled quintessence. *Phys. Rev. D*, **62**(4), 043511. DOI: 10.1103/PhysRevD.62.043511.
5. Amendola L., Campos G. C., Rosenfeld R. (2007). Consequences of dark matter-dark energy interaction on cosmological parameters derived from type Ia supernova data. *Phys. Rev. D*, **75**(8), 083506. DOI: 10.1103/PhysRevD.75.083506.
6. An R., Feng C., Wang B. (2018). Relieving the tension between weak lensing and cosmic microwave background with interacting dark matter and dark energy models. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2018**(02), 038. DOI: 10.1088/1475-7516/2018/02/038.
7. Beutler F., Blake C., Colless M., Jones D. H., Staveley-Smith L., Campbell L., Parker Q., Saunders W., Watson F. (2011). The 6dF Galaxy Survey: baryon acoustic oscillations and the local Hubble constant. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **416**(4), 3017–3032. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.19250.x.
8. Chimento L. P., Jakubi A. S., Pavón D., Zimdahl W. (2003). Interacting quintessence solution to the coincidence problem. *Phys. Rev. D*, **67**(8), 083513. DOI: 10.1103/PhysRevD.67.083513.
9. Costa A. A., Xu X.-D., Wang B., Abdalla E. (2017). Constraints on interacting dark energy models from Planck 2015 and redshift-space distortion data. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2017**(01), 028. DOI: 10.1088/1475-7516/2017/01/028.
10. Di Valentino E., Melchiorri A., Mena O. (2017). Can interacting dark energy solve the H_0 tension? *Phys. Rev. D*, **96**(4), 043503. DOI: 10.1103/PhysRevD.96.043503.
11. Di Valentino E., Melchiorri A., Mena O., Vagnozzi S. (2020). Nonminimal dark sector physics and cosmological tensions. *Phys. Rev. D*, **101**(6), 063502. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.063502.
12. Gavela M. B., Hernández D., Lopez Honorez L., Mena O., Rigolin S. (2009). Dark coupling. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2009**(07), 034. DOI: 10.1088/1475-7516/2009/07/034.
13. Jackson B. M., Taylor A., Berera A. (2009). On the large-scale instability in interacting dark energy and dark matter fluids. *Phys. Rev. D*, **79**(4), 043526. DOI: 10.1103/PhysRevD.79.043526.
14. Lewis A., Bridle S. (2002). Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. *Phys. Rev. D*, **66**(10), 103511. DOI: 10.1103/PhysRevD.66.103511.
15. Lewis A., Challinor A., Lasenby A. (2000). Efficient Computation of Cosmic Microwave Background Anisotropies in Closed Friedmann-Robertson-Walker Models. *Astrophys. J.*, **538**(2), 473–476. DOI: 10.1086/309179.
16. Li Y.-H., Zhang J.-F., Zhang X. (2014). Parametrized post-Friedmann framework for interacting dark energy. *Phys. Rev. D*, **90**(6), 063005. DOI: 10.1103/PhysRevD.90.063005.
17. Li Y.-H., Zhang X. (2023). IDECAMB: an implementation of interacting dark energy cosmology in CAMB. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2023**(09), 046. DOI: 10.1088/1475-7516/2023/09/046.
18. Neomenko R. (2021). Interacting dynamical dark energy with stable high-scale cosmological perturbations at radiation dominated epoch. *Mod. Phys. Lett. A*, **36**(22), 2150154. DOI: 10.1142/S0217732321501546.
19. Neomenko R. (2024). Constraints on the interaction of quintessence dark energy with dark matter and the evolution of its equation of state parameter. *J. Phys. Stud.*, **28**(1), 1903. DOI: 10.30970/jps.28.1903.

20. Neomenko R., Novosyadlyj B. (2016). Dynamics of expansion of the Universe in the models with nonminimally coupled dark energy. *Kinemat. Phys. Celest. Bodies*, **32**(4), 157–171. DOI: 10.3103/S088459131604005X.
21. Neomenko R., Novosyadlyj B. (2020). Evolution of cosmological perturbations in the models with interacting dynamical dark energy. *J. Phys. Stud.*, **24**(2), 2902. DOI: 10.30970/jps.24.2902.
22. Neomenko R., Novosyadlyj B., Sergijenko O. (2017). Dynamics of expansion of the Universe in models with the additional coupling between dark energy and dark matter. *J. Phys. Stud.*, **21**(3), 3901. DOI: 10.30970/jps.21.3901.
23. Novosyadlyj B., Sergijenko O., Durrer R., Pelykh V. (2013). Quintessence versus phantom dark energy: the arbitrating power of current and future observations. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2013**(06), 042. DOI: 10.1088/1475-7516/2013/06/042.
24. Pan S., Sharov G. S., Yang W. (2020). Field theoretic interpretations of interacting dark energy scenarios and recent observations. *Phys. Rev. D*, **101**(10), 103533. DOI: 10.1103/PhysRevD.101.103533.
25. Perlmutter S., Aldering G., Goldhaber G., et al. (1999). Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophys. J.*, **517**(2), 565–586. DOI: 10.1086/307221.
26. Riess A. G., Filippenko A. V., Challis P., et al. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astron. J.*, **116**(3), 1009–1038. DOI: 10.1086/300499.
27. Riess A. G., Yuan W., Macri L. M., et al. (2022). A Comprehensive Measurement of the Local Value of the Hubble Constant with 1 km s^{-1} Uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES Team. *Astrophys. J. Lett.*, **934**(1), L7. DOI: 10.3847/2041-8213/ac5c5b.
28. Ross A. J., Samushia L., Howlett C., Percival W. J., Burden A., Manera M. (2015). The clustering of the SDSS DR7 main Galaxy sample. I. A 4 per cent distance measure at $z = 0.15$. *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **449**(1), 835–847. DOI: 10.1093/mnras/stv154.
29. Scolnic D. M., Jones D. O., Rest A., et al. (2018). The Complete Light-curve Sample of Spectroscopically Confirmed SNe Ia from Pan-STARRS1 and Cosmological Constraints from the Combined Pantheon Sample. *Astrophys. J.*, **859**(2), 101. DOI: 10.3847/1538-4357/aab9bb.
30. Väliiviita J., Majerotto E., Maartens R. (2008). Large-scale instability in interacting dark energy and dark matter fluids. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, **2008**(07), 020. DOI: 10.1088/1475-7516/2008/07/020.
31. Zimdahl W., Pavon D., Chimento L. P. (2001). Interacting quintessence. *Phys. Lett. B*, **521**(3), 133–138. DOI: 10.1016/S0370-2693(01)01174-1.

Стаття надійшла до редакції 07.01.2025

Після доопрацювання 15.02.2025

Прийнято до друку 17.02.2025

Received 07.01.2025

Revised 15.02.2025

Accepted 17.02.2025

Р. Г. Неоменко, молод. наук. співроб.

<https://orcid.org/0000-0002-6086-9344>

E-mail: roman.neomenko@lnu.edu.ua

Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка
вул. Кирила і Мефодія 8, м. Львів, Україна, 79005

ОБМЕЖЕННЯ НА СИЛУ ВЗАЄМОДІЇ У МОДЕЛІ ВЗАЄМОДІЮЧОЇ ДИНАМІЧНОЇ ТЕМНОЇ ЕНЕРГІЇ З ЛІНІЙНИМИ ТА НЕЛІНІЙНИМИ ЧЛЕНАМИ

У цій роботі спостережувані обмеження на параметр взаємодії між динамічною темною енергією та холодною темною матерією були отримані з використанням даних по реліктовому випромінюванню, баріонних акустичних осциляцій і надновій типу Ia. Темна енергія в розглянутих моделях є динамічною, і еволюція її параметра рівняння стану залежить від взаємодії між прихованими компонентами та внутрішніх властивостей самої темної енергії. Вважається, що така модель є більш фізично послідовною, ніж моделі взаємодіючої темної енергії, розглянутих в попередніх роботах. Обмеження були зроблені для трьох типів взаємодії. Перші дві є типами взаємодії, які часто розглядаються в інших роботах по взаємодіючій темній енергії та лінійно залежать від густини енергії прихованих компонентів. Третій тип має нелінійну залежність від цих густин і досліджується вперше. Спостережувані обмеження на сталу Хаббла H_0 для перших двох моделей є в сильному протиріччі з так званими локальними вимірюваннями H_0 . А третя модель краще узгоджується з локальними вимірюваннями, ніж Λ CDM-модель. Також для перших двох типів моделей взаємодії було знайдено лише існування малих верхніх меж на параметр взаємодії, а для останньої нелінійної моделі існування ненульової взаємодії було встановлено на рівні значущості, що перевищує 1σ .

Ключові слова: взаємодіюча темна енергія, темна матерія, космологічні збурення.

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.053>
УДК 52 (091)

Т. Г. АРТЕМЕНКО, в. о. наук. співроб.
E-mail: t. g. artemenko@ukr. net

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України
вул. Академіка Заболотного 27, Київ, Україна, 03680

ВИТОКИ І ТРАНСФОРМАЦІЯ НАУКОВИХ АСТРОМЕТРИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ: ГОЛОВНА АСТРОНОМІЧНА ОБСЕРВАТОРІЯ НАН УКРАЇНИ

У статті висвітлено становлення та трансформацію астрометричних шкіл Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України — наукової школи з фундаментальної астрономії, позиційної астрометрії та глобальної геодинаміки академіка Олександра Яковича Орлова, наукової школи з фундаментальної астрономії та селенодезії члена-кореспондента, професора Авеніра Олександровича Яковкіна та наукового напрямку І. Г. Колчинського, А. Б. Онегіної та А. С. Харіна з фотографічної та позиційної астрометрії.

Основними напрямками досліджень наукової школи з фундаментальної астрономії, позиційної астрометрії та глобальної геодинаміки є: створення каталогів слабких зір, зір широтної програми, радіоджерел, математичні методи дослідження зміни широт та руху полюсів Землі, фундаментальна астрономія (дослідження астрономічних сталих), застосування руху полюсів та нерівномірності обертання Землі (лазерна локація ШСЗ, РНДБ-спостереження, GNSS-спостереження). Впровадження нових методів спостережень, інструментів сприяло подальшому розвитку школи і збереженню її наукових традицій.

Дослідження представників наукової школи з фундаментальної астрономії та селенодезії стосувалися перших астрометричних картографувань деталей поверхні Місяця з використанням даних орбітальних супутників, вивченню зоряної динаміки, кінематики та структури Галактики.

Розглянуто результати досліджень з фотографічної та позиційної астрометрії. Вказано на роль Української Віртуальної обсерваторії (УкрВО), в рамках якої було ініційовано оцифрування астрономічних фотографічних спостережних архівів попередніх років ряду українських обсерваторій, зокрема програми ФОН, та створення Об'єднаного цифрового архіва УкрВО. На базі редукції оцифрованих даних окремих проектів в сучасні опорні системи було здійснено пошук нових астероїдів, ранніх позицій відомих астероїдів, переопрацьовані більш ранні спостереження великих планет і малих тіл Сонячної системи.

Ключові слова: астрометрія, наукова школа, селенодезія, космічні дослідження.

Цитування: Артеменко Т. Г. Витоки і трансформація наукових астрометричних досліджень: Головна астрономічна обсерваторія НАН України. *Космічна наука і технологія*. 2025. **31**, № 1 (152). С. 53—69. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.053>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

1. ВСТУП

Від часу заснування Головної астрономічної обсерваторії Національної академії наук України (ГАО) в 1944 році перші напрями досліджень в обсерваторії стосувалися теоретичної і спостережної астрометрії. ГАО була заснована за аналогом Головної астрономічної обсерваторії АН СРСР (Пулковська), тому її головними напрямками досліджень були фундаментальна астрономія (астрономічні системи координат, астрономічні сталі тощо), позиційна астрометрія (визначення координат небесних об'єктів та реалізація небесної системи координат, визначення змін широти наземними станціями спостережень та створення земної системи координат), глобальна геодинаміка (визначення параметрів обертання Землі — руху полюсів та нерівномірності її обертання, вивчення глобальних геодинамічних процесів та зумовлених ними змін параметрів обертання Землі) [8].

Першими інструментами в обсерваторії були астрометричні телескопи — вертикальний круг Ваншаффа ($D = 19$ см, $F = 252$ см) і подвійний довгофокусний астрограф Тепфера–Штейнгеля (ПДА, $D = 40$ см, $F = 550$ см¹). Із запуском перших штучних супутників Землі, досліджень Місяця і небесних тіл Сонячної системи космічними апаратами в 1960—1970-х роках розширилася тематика наукових астрометричних досліджень, що покликала придбання і виготовлення нових телескопів та розбудову нових спостережних комплексів ГАО: подвійний ширококутний астрограф фірми «Карл Цейсс» (ПША, $D = 40$ см, $F = 2$ м) у 1975 р.²; меридіанний аксіальний круг з ПЗЗ-приймачем (МАК, введений в експлуатацію в 1986 р.³); станція лазерної локації штучних супутників Землі «1824 Голосіїв», оснащена лазерним віддалеміром — телескопом ТПЛ-1М⁴;

¹ <https://www.mao.kiev.ua/index.php/ua/instrumenty/2014-04-03-09-53-49>

² <https://www.mao.kiev.ua/index.php/ua/instrumenty/2014-04-03-09-53-49>

³ <https://www.mao.kiev.ua/index.php/ua/instrumenty/2014-04-03-10-01-29?showall=>

⁴ <https://mao.kiev.ua/index.php/ua/instrumenty/stlazsposter-item>

станція GNSS «Київ/Голосіїв» у 1997 р.⁵; целестрон⁶ («Геліос-40», $D = 56$ мм).

За спостереженнями на цих телескопах створено десятки каталогів зір та інших небесних об'єктів Всесвіту; оцифровано архів астронегативів, зокрема за програмою Фотографічного огляду північного неба (ФОН), який представлено на вебсторінці Української віртуальної обсерваторії⁷. Станція GNSS «Київ/Голосіїв» є частиною Української перманентної ГНСС-мережі станцій космічної геодезії та геодинаміки, а ГАО виконує головні функції адміністрування і щоденного аналізу ГНСС-даних. Станція лазерних спостережень ШСЗ входить до світової мережі станцій Міжнародної служби обертання Землі і веде активні спостереження за міжнародними програмами, вона входить до переліку наукових об'єктів, що становлять національне надбання України.

Виконані у 1944—2024 роках дослідження, які знайшли своє втілення в дисертаціях співробітників ГАО або інших установ, виконаних під керівництвом співробітників ГАО, дозволяє виділити дві наукові школи з астрометрії та один напрям, які охоплюють фундаментальну астрономію, позиційну і фотографічну астрометрію, селенодезію і глобальну геодинаміку [5, 35, 55, 57]. Формування і трансформацію тематики астрометричних досліджень в ГАО НАН України будемо розглядати в рамках виділених нами астрометричних наукових шкіл.

2. НАУКОВА ШКОЛА З ФУНДАМЕНТАЛЬНОЇ АСТРОНОМІЇ, ПОЗИЦІЙНОЇ АСТРОМЕТРІЇ ТА ГЛОБАЛЬНОЇ ГЕОДИНАМІКИ

Наукова школа з фундаментальної астрономії, позиційної астрометрії та глобальної геодинаміки — школа академіка Олександра Яковича Орлова (1880—1954), засновника і першого директора ГАО (1944—1948, 1950—1951).

Насамперед О. Я. Орлов продовжив у ГАО дослідження руху полюса Землі та змінюваності широт, якими він займався до переїзду в Київ в юріївський, одеський, полтавський періоди сво-

⁵ <https://gnss.mao.kiev.ua/?q=node/2>

⁶ <http://mao.uran.ua/umos/index.php?slab=slabid-9>

⁷ <http://ukr-vo.org/home/index.php?1>

го життя [32]. Стабільний розвиток цієї школи в 1960—1970-х роках зумовили дослідження академіка Євгена Павловича Федорова (1909—1986) та його учнів, насамперед з теорії нутації [11]. Подальшій трансформації класичних і впровадженню нових напрямів досліджень, зокрема з глобальної геодинаміки, «в ногу» з науково-технологічним прогресом кінця ХХ століття і до сьогодні школа завдячує роботам академіка Ярослава Степановича Яцківа і його учнів [27, 28].

Основними напрямками досліджень наукової школи з фундаментальної астрономії, позиційної астрометрії та глобальної геодинаміки є створення каталогів слабких зір, зір широтної програми, радіоджерел, дослідження руху полюсів Землі та змінюваності широт, математичні методи дослідження зміни широт та руху полюсів Землі, рух полюсів та нерівномірність обертання Землі (лазерна локація ШСЗ, РНДБ-спостереження, GNSS-спостереження), теорія нутації для моделі абсолютно пружної Землі та визначення параметрів вільної близькодобової нутації Землі, теорія нутації для реальної моделі Землі.

2.1. Створення каталогів слабких зір, зір широтної програми, радіоджерел. Серед створених каталогів — «Каталог схилень 588 фундаментальних слабких зір ФКСЗ», «Каталог 67 полтавських широтних зір» (В. В. Конін, О. К. Король) [18—20]. На основі спостережень зір ФКСЗ, виконаних в астрономічних обсерваторіях СРСР (Головна астрономічна обсерваторія в Пулкові (Пулковська обсерваторія), Державний астрономічний інститут імені П. К. Штернберга (ДАІШ), Астрономічна обсерваторія імені В. П. Енгельгардта (АОЕ), Головна астрономічна обсерваторія НАН України (ГАО НАН України) та двох закордонних (Бухарест, Вроцлав) було створено «Попередній фундаментальний каталог слабких зір» (ПФКСЗ), який використовувався як опорний каталог при меридіанних спостереженнях КСЗ [36]. Другу версію ПФКСЗ в системі FK4 (ПФКСЗ-2) було створено в результаті кооперативної роботи ГАО АН СРСР (Пулково) і ГАО АН УРСР (1980 р.). Каталог містить 587 зір, при його створенні використовувалися каталоги ФКСЗ (14 — за прямим піднесенням, 13 — за схиленням), каталог опорних зір пів-

нічного неба AGK3R і шість каталогів зір КСЗ (А. М. Кур'янова, Д. Д. Положенцев, Я. С. Яцків) [21]. Каталоги радіоджерел (каталоги серії RSC (GAOUA)) було використано при створенні нової реалізації Міжнародної небесної системи координат ICRF2, яка прийнята МАС за стандарт починаючи з 1 січня 2010 року (Я. С. Яцків, А. М. Кур'янова, С. Л. Болотін) [1, 2].

2.2. Математичні методи дослідження зміни широт та руху полюсів Землі. Розроблено методику оцінки точності широтних спостережень на основі використання теорії випадкових процесів (Є. П. Федоров, Я. С. Яцків, І. І. Глаголева, Й. В. Джуль). Досліджено методи визначення координат полюса та виконано обробку даних МСШ в однорідній системі — отримано так звану «київську» систему координат полюса Землі з 1890.0 по 1969.0 (1972 р.) (Є. П. Федоров, Я. С. Яцків, А. О. Корсунь, С. П. Майор, В. К. Тарадій) [37]. Цей науковий результат увійшов до циклу робіт, удостоєних Державної премії УРСР в галузі науки і техніки за 1983 рік [11].

На початку 1980-х років В. К. Тарадій разом з колегами обґрунтував, розробив та впровадив математичний метод аналізу даних лазерної дальнометрії штучних супутників Землі, що стало основою для створення у ГАО НАН України центру аналізу даних супутникової лазерної далекометрії під егідою Міжнародної служби обертання Землі (1988 р.). В. К. Тарадій був одним із ініціаторів створення наприкінці 1992 року Міжнародного центру астрономічних та медико-екологічних досліджень НАН України, що дало змогу українським вченим активно продовжити проведення досліджень у Приєльбруссі після розпаду СРСР.

У 2003 році колектив авторів (Е. А. Гуртовенко, М. В. Карпов, Р. Р. Кондратюк, Р. І. Костик, О. В. Мороженко, О. В. Сергєєв, В. К. Тарадій, Е. Г. Яновицький, Я. С. Яцків) було нагороджено Державною премією України в галузі науки і техніки за цикл досліджень «Розробка теоретичних основ та унікальної спостережної бази в Голосієві та на піку Терскол для досліджень Сонця й тіл Сонячної системи» [8].

2.3. Фундаментальна астрономія (дослідження астрономічних сталих). Вперше в світі було

розроблено теорію нутації для моделі абсолютно пружної Землі та визначено параметри нутації за даними астрономічних спостережень змін широти (Є. П. Федоров). Результати Є. П. Федорова стосовно визначення коефіцієнтів головних членів нутації було уточнено, а також визначено коефіцієнти півмісячного члена нутації (В. К. Тарадій). М. А. Попов (Полтавська гравіметрична обсерваторія) разом з Я. С. Яцківим визначили ці поправки за даними спостережень яскравих зір у Полтаві. Було проведено детальне вивчення чандлерівської складової руху полюса Землі, що дало можливість зробити ряд важливих висновків щодо моделі збудження та затухання цього руху (Я. С. Яцків). Вперше на основі багаторічних широтних спостережень визначено параметри вільної близькодобової нутації Землі [29].

У 1980—1990 роках, у зв'язку із впровадженням нових методів спостережень за обертанням Землі, постали нові вимоги до точності визначення нутації (на рівні 0.1 мс дуги). Протягом 1990—2000 років робоча група Міжнародного астрономічного союзу (МАС) розробляла нову теорію нутації. Значення цієї астрономічної константи, прийняте у 2000 році, є сучасним стандартом, який використовується у світі. За активну участь у створенні нової теорії нутації для реальної моделі Землі Я. С. Яцків у складі авторського колективу європейських вчених був удостоєний премії ім. Рене Декарта Європейського союзу 2003 р. [8].

2.4. Рух полюсів та нерівномірність обертання Землі (лазерна локація ШСЗ, РНДБ-спостереження, GNSS-спостереження). Перехід від ери використання наземних астрометричних спостережень для визначення параметрів обертання Землі до нових методів і засобів обробки даних зумовили трансформацію наукової школи О. Я. Орлова — Є. П. Федорова. З початком космічної ери виникли нові можливості дослідження обертання Землі за допомогою доплерівських та лазерних спостережень ШСЗ, РНДБ, а згодом і спостережень супутників глобальних навігаційних систем (GNSS).

Був запропонований новий підхід до встановлення глобальної земної системи координат, у відповідності до якої на поверхні Землі необхідно

створити мережу опорних геодинамічних станцій, що проводять астрономічні спостереження зір, лазерні вимірювання відстаней до ШСЗ і Місяця, радіоінтерферометричні спостереження віддалених радіоджерел. Для участі у міжнародних програмах та для координатно-часового забезпечення України створено мережу станцій лазерних (ЛЛС) і радіотехнічних (GPS) спостережень супутників, а також радіоінтерферометричних спостережень квазарів (РНДБ) (Я. С. Яцків, М. М. Медведський, О. О. Хо́да та ін.) [2]. На лазерній станції «Голосіїв-Київ» завдяки проведеній модернізації підвищено точність вимірювання відстаней до ШСЗ з 10...15 см до 3...4 см (2024 р., М. М. Медведський з колегами).

Виконано математичне, методологічне і апаратне забезпечення станцій лазерних спостережень ШСЗ (Я. С. Яцків, В. К. Тарадій, Г. Т. Яновицька, М. Л. Цесіс, М. Т. Миронов, Ю. М. Глущенко, К. Х. Нурутдінов). Створено оригінальні програмні комплекси обробки лазерних спостережень ШСЗ «Київ-геодинаміка» (В. К. Тарадій, Г. Т. Яновицька, М. Л. Цесіс, К. Х. Нурутдінов та ін.) та програмні комплекси обробки РНДБ-спостережень (Я. С. Яцків, А. М. Кур'янова, М. М. Медведський, С. Л. Болотін) [32]. Створено і модифіковано програмне забезпечення Juliette, призначене для опрацювання лазерних спостережень супутників. Додано нову модель атмосфери та емпіричну модель відновлення земної поверхні після землетрусів. Обидві моделі протестовано і включено до пакету. Проведено теоретичний аналіз, в цілому розроблено математичний апарат для перетворення Juliette у пакет, що матиме здатність опрацьовувати також і доплерівські спостереження супутників, а у перспективі — і спільно доплерівські плюс лазерні (В. Я. Чолій).

3. НАУКОВА ШКОЛА З ФУНДАМЕНТАЛЬНОЇ АСТРОНОМІЇ ТА СЕЛЕНОДЕЗІЇ

Наукова школа з фундаментальної астрономії та селенодезії член-кор., професора Авеніра Олександровича Яковкіна (1887—1974), директора ГАО у 1952—1959 рр.

3.1. Напря́м досліджень — селенодезі́я. Астрометрія Місяця в ГАО була розпочата А. О. Яков-

кіним у 1950-х роках і згодом набула розвитку в роботах *Ігоря Володимировича Гаврилова* (1928—1982), *Віталія Степановича Кислюка* (1940—2014) та їхніх учнів [56]. У 1934 році, працюючи професором Казанського університету, А. О. Яковкін визначив залежність розмірів видимого радіуса Місяця від значення оптичної лібрації за широтою («ефект Яковкіна»). У ГАО ним були організовані фотографічні спостереження Місяця з метою побудови карт крайової зони, вивчення лібрації фігури і рельєфу лібраційних зон. Пізніше ці роботи доповнилися вивченням динаміки Місяця та структури його поверхні [25].

Дослідження з вивчення фігури крайової зони Місяця провадилися в ГАО методом тривалих експозицій за допомогою рухомої касети до телескопа ДДА, виготовленої за ідеєю О. Я. Яковкіна (І. В. Гаврилов, С. П. Майор) [7]. З метою створення нової карти рельєфу крайової зони Місяця здійснено фотографування Місяця на фоні «навколишніх» зір за допомогою ПДА (А. О. Яковкін, І. В. Гаврилов, Л. М. Кізюн, С. П. Майор).

Вперше в СРСР були визначені просторові координати 160 кратерів на видимому боці Місяця (І. В. Гаврилов, А. С. Дума, В. С. Кислюк, А. М. Кур'янова). Був створений каталог селенодезичних положень 500 базисних точок на Місяці (І. В. Гаврилов, А. С. Дума, В. С. Кислюк) [14]. Створено першу зведену систему селеноцентричних положень для 2580 об'єктів на поверхні Місяця (І. В. Гаврилов, В. С. Кислюк). Завершенням циклу селенодезичних досліджень в ГАО стало створення зведеної системи селенодезичних координат 4900 точок видимої поверхні Місяця (І. В. Гаврилов, В. С. Кислюк, А. С. Дума) [1, 15].

Співробітники ГАО брали участь у Всесоюзній програмі створення Атласу зворотного боку Місяця за даними космічної зйомки Місяця КА «Зонд-3» (1966), а також у програмі досліджень Місяця автоматичними апаратами серії «Луна» і проєкти посадки людини на Місяць, забезпеченні гіпсометричними даними здійснення м'якої посадки на поверхню Місяця КА «Луна-9», «Луна-16», «Луна-20» (1964—1974 рр.) (І. К. Коваль, І. В. Гаврилов, Л. Р. Лісіна, М. М. Миро-

нова, В. В. Ботвінова та ін.). У середині 1980-х років активізувались роботи з розробки проєктів побудови баз на Місяці, зокрема розроблено методику астрономічних спостережень з поверхні Місяця, способів визначення селенографічних координат пунктів спостережень.

Створено узагальнену систему астрономо-селенодезичних параметрів Місяця, зокрема, параметрів його узагальненого еліпсоїда інерції. На основі нових моделей гравітаційного поля Місяця з урахуванням даних вимірювань КА «Клементина», «Лунар Проспектор» і лазерної локації, отримано та уточнено значення сталих членів фізичної лібрації Місяця за довготою і широтою, які характеризують орієнтацію еліпсоїда інерції Місяця (1999 р.). (В. С. Кислюк).

Українськими науковцями було підготовлено національний проєкт «УкрСелена» космічної місії з освоєння Місяця — орбітальний космічний апарат і посадковий модуль в зоні кратера Брауде на зворотному боці Місяця [54]. Проєкт за багатьох причин не вдалося здійснити. Зараз розглядаються окремі пропозиції участі в проєкті НАСА «Артеміда», так і участі в спільній обробці та аналізі даних експериментів, проведених іншими країнами [53].

3.2. Напрямок дослідження — фундаментальна астрономія — наукової школи А. О. Яковкіна найбільшого розвитку отримав у роботах *Дмитра Павловича Думи* та його учнів, частина робіт була виконана разом із представниками наукової школи академіків О. Я. Орлова і Є. П. Федорова.

Дослідження з узгодження реалізацій координатних систем, зокрема зоряної і динамічної, були започатковані А. О. Яковкіним в 1960 році [26]. У 1970-х роках М. Т. Миронов запропонував визначати узгодженість взаємної орієнтації двох каталожних реалізацій систем координат за допомогою трьох малих кутів, а Є. П. Федоров розглянув вирішення задачі щодо узгодженості орієнтації фундаментальної і динамічної систем координат з врахуванням взаємного нахилу екваторів. Ідея такого підходу набула більш детальної розробки у подальших дослідженнях науковців обсерваторії [11, 26, 30]. Базуючись на висновках попередніх етапів досліджень, в ГАО були опрацьовані результати спостережень Меркурія, Ве-

нери, Марса і малих планет — Церери, Паллади, Юнони і Вести за 1928—1971 рр. з метою визначення параметрів орієнтації координатних осей і визначення систематичних похибок положень зір фундаментального каталогу FK4 (Д. П. Дума, Л. М. Кізюн, Р. М. Коваль, Ю. І. Сафронов та ін.). Результати виконання наведеного етапу стали надбанням світової науки і були використані разом з результатами інших дослідників під час підготовки чергового фундаментального каталогу — FK5 (виданий в 1986 році), який за рішенням МАС був рекомендований як стандарт для астрономо-геодезичних досліджень і для вивчення більш досконалих теорій руху тіл Сонячної системи [9]. Ю. М. Івашенко спільно з Д. П. Думою запропонували метод узгодження фундаментальної (зоряної) і радіоінтерферометричної (позагалактичної) систем координат за спостереженнями ШСЗ в радіо- і оптичному спектральних діапазонах. Цей метод не потребує синхронних радіо- і оптичних спостережень, а тому простіше реалізується на практиці. На основі аналізу спостережних і ефемеридних даних Л. М. Свачій дійшла висновку про необхідність врахування ефекту фази при визначенні положень великих за розмірами астероїдів, що дозволило усунути частину похибок систематичного характеру при вирішенні задачі про узгодженість систем координат і при створенні теорій руху астероїдів. Подальші дослідження цих ефектів сприяли створенню більш точних алгоритмів для ефемеридних обчислень і для визначення положень астероїдів. За спостереженнями Сонця у Вашингтонській, Гринвічській обсерваторіях О. В. Болотіна виявила залежність величини оцінок непрецесійного руху рівнодення від геліоцентричної відстані до планет, тобто від їхніх середньодобових рухів. Цей результат є важливим для з'ясування причин ефекту непрецесійного руху рівнодення. За результатами досліджень з проблеми орієнтації координатних систем було видано монографію «Орієнтування системи координат FK4 за меридіанними спостереженнями планет» (Д. П. Дума, Л. М. Кізюн, Ю. І. Сафронов) [9, 43].

3.3. Вивчення зоряної динаміки, кінематики та структури Галактики. З вивченням зоряної ди-

наміки, кінематики та структури Галактики пов'язані наукові інтереси *Ніни Василівни Харченко*. У співпраці з колегами на основі даних створених у ГАО серій спеціальних зоряних каталогів, вона провадила дослідження кінематики Галактики та її окремих складових. Досліджено зоряний склад, структура і динамічна еволюція подвійного розсіяного скупчення Collinder 135 і UBC 7 binary star cluster, визначено його основні астрофізичні і кінематичні параметри. За даними огляду Milky Way Star Clusters (MWSC) визначено припливні маси більш ніж трьох тисяч галактичних розсіяних скупчень, побудовано їхню початкову функцію мас і визначено її параметри [38].

Н. В. Харченко була ініціатором Всесоюзної програми комплексного дослідження Головного меридіонального перерізу Галактики (програма МЕГА) [24]. У рамках програми провадилось вивчення просторово-кінематичної структури, створено більш детальну модель Галактики. Створені в рамках програми МЕГА каталоги містять астрометричні і астрофізичні характеристики зір [39].

4. НАПРЯМ ДОСЛІДЖЕНЬ — ФОТОГРАФІЧНА ТА ПОЗИЦІЙНА АСТРОМЕТРІЯ

4.1. Фотографічна астрометрія у ГАО була започаткована І. Г. Колчинським, який переїхав до Києва на запрошення С. К. Всехсвятського, але за рядом обставин перейшов працювати у ГАО (1948 р.). Перед тим він навчався у Пулковській обсерваторії в аспірантурі під керівництвом професора Г. А. Тихова і працював над дисертацією за темою з вивчення атмосферної астрономічної рефракції, зокрема її залежності від довжини хвилі світла [17]. Значний вплив на вибір тематики досліджень напряму з фотографічної та позиційної астрометрії справили співробітники Пулковської обсерваторії, зокрема М. С. Зверев та О. М. Дейч. Завдяки цьому перші спостереження в ГАО були спрямовані на вирішення задачі створення Каталогу слабких зір (КСЗ), запропонованого пулковськими астрономами в 1930-ті роки. [36]. На вертикальному крузі Ваншаффа спостерігалися зорі списку Фундаментального каталогу слабких зір (ФКСЗ) та інших програм (О. К. Король, В. В. Конін, А. С. Харін) [18—20].

Активним спостерігачем, а з часом ініціатором і керівником ряду робіт з фотографічної астрометрії стала А. Б. Онегіна, яка після закінчення аспірантури під керівництвом О. М. Дейча і захисту кандидатської дисертації переїхала до Києва. У 1952—1964 роках за її участі на ПДА були виконані фотографічні спостереження галактик і зір Фундаментального каталогу слабких зір за програмою Каталогу слабких зір, фотографування малих і великих планет та їхніх супутників (І. Г. Колчинський, А. Б. Онегіна, І. В. Гаврилов, С. П. Майор, В. С. Кислюк, І. М. Деменко, А. С. Дума та ін.) [22, 40]. Були отримані фотографії «перших епох» площадок з галактиками і зір, після повторного фотографування цих ділянок неба на базі цього матеріалу були створені каталоги власних рухів зір (С. П. Рибка, Н. В. Харченко), а результатом об'єднання каталогів, створених у різних обсерваторіях, стали зведені каталоги (С. П. Рибка) [23, 49, 50].

Нового поступу роботи з каталогами слабких зір набули після оприлюднення результатів обробки даних, отриманих космічним телескопом HIPPARCOS (High Precision Parallax Collecting Satellite, 1989—1992), призначеним для астрометричних досліджень, а саме для визначення координат, паралаксів, власних рухів зір та інших небесних тіл і відстаней до них. Абсолютні власні рухи зір відносно галактик, отримані в рамках програм КСЗ, використовувалися при визначенні параметрів обертання системи каталогу HIPPARCOS відносно інерційної системи відліку, тобто для калібрування каталогу HIPPARCOS [59]. У ГАО було отримано значення компонентів швидкості обертання (ω_x , ω_y , ω_z) координатної системи каталогу HIPPARCOS за порівнянням з даними каталогу власних рухів зір (GPM1), а саме $\omega_x = -0.27 \pm 0.80$ мсд/рік (мілісекунд дуги за рік), $\omega_y = +0.15 \pm 0.60$ мсд/рік, $\omega_z = -1.07 \pm 0.80$ мсд/рік (В. С. Кислюк та ін. [41]). Ці дані розглядалися як найбільш достовірні і рекомендовані для корекції системи каталогу HIPPARCOS.

Визначення координат тіл Сонячної системи є однією з актуальних задач астрометрії. Дані цих спостережень необхідні для подальшого уточнення гравітаційних теорій руху тіл Сонячної

системи, вони є основою для розв'язку багатьох інших астрономічних задач. Систематичні позиційні спостереження планет і деяких астероїдів використовуються для визначення нуль-пунктів фундаментальної системи координат зір, з аналізу рядів спостережень небесних тіл виводяться астрономічні константи. Дані позиційних спостережень тіл Сонячної системи є необхідними для планування і здійснення космічних експериментів.

Початок позиційним фотографічним спостереженням тіл Сонячної системи в ГАО було покладено в 1952 році — саме тоді за допомогою ПДА було розпочато систематичні спостереження вибраних малих планет для визначення орієнтації фундаментальної системи координат. На початку 1960-х років були проведені перші ряди спостережень Венери, Марса, Юпітера Сатурна, а наприкінці 1960-х років їхні спостереження стали регулярними. З введенням у експлуатацію подвійного ширококутного астрографа (ПША, 1976 р.) можливості позиційних спостережень суттєво розширилися. Стало можливим спостерігати слабкі супутники планет, астероїди і комети. Декілька коротких серій спостережень було отримано в експедиційних умовах на подвійному астрографі Цейсса ($D = 40$ см, $F = 3$ м) Китабської обсерваторії Ташкентського університету (1986 р.), і в 1987, 1989, 1990, 1991 роках — на рефлекторі Цейсса (Z600, $D = 60$ см, $F = 5.5$ м) на горі Майданак (Узбекистан).

Наведемо деякі результати спостережних програм тіл Сонячної системи, що проводилися в ГАО. Протягом 1976—1980 років було отримано ряди спостережень різних тіл Сонячної системи з метою визначення їхніх точних положень. Виконано обробку декількох рядів спостережень Венери, Марса, Деймоса, чотирьох комет і двадцяти астероїдів, що спостерігалися у 1967—1980 роках. Визначено більш ніж 650 точних положень цих об'єктів (О. М. Середя, А. Б. Онегіна, Е. А. Герц, О. Б. Винникова, О. М. Іжакевич, М. А. Василенко, І. М. Деменко, Ю. К. Філіпов, С. П. Майор, Г. В. Мороз).

У рамках роботи за науково-дослідною темою «Визначення точних положень Марса і його супутників у період протистоянь 1967, 1969, 1971,

1973 років» (1975 р.) були розроблені методичні рекомендації для проведення спостережень, вимірювань, обробки, врахування атмосферної дисперсії. Наведено координати Марса, Венери, Юпітера, Деймоса, галілейових супутників Юпітера з врахуванням цих рекомендацій (А. Б. Онєгіна, О. М. Серєда, Е. А. Герц, О. М. Їжакевич) [22]. За результатами виконання позиційних фотографічних спостережень тіл Сонячної системи (1985 р.) отримано 907 фотоплатівок з тілами Сонячної системи (ТСС). Визначено більш ніж 1350 точних положень Венери, Марса, Деймоса, Сатурна і його супутників, вибраних астероїдів і комет. Досліджено атмосферну дисперсію, кому, рівняння яскравості тощо. Виконано статистичний аналіз спостережень малих планет, Сатурна і його супутників (С. П. Майор, О. М. Серєда, В. В. Головня, О. М. Їжакевич, С. В. Калтигіна, І. В. Кулик, С. В. Шатохіна).

У 1990-ті роки спостереження вибраних тіл Сонячної системи в ГАО провадилися в рамках теми «Високоточні позиційні спостереження радіоджерел та вибраних тіл Сонячної системи з метою зв'язку радіо- і оптичної систем координат» (1995 р.). Було визначено 827 положень (Марс, Деймос, Фобос, Сатурн із супутниками, малі планети) та 20 радіоджерел. Повторно оброблено спостереження Марса, Деймоса, Фобоса, виконаних в Обсерваторії Санта-Анна (Таріха, Болівія) з визначенням екваторіальних координат, в результаті якої отримано їхні точні положення (раніше визначалися відносні координати типів «супутник — планета» та «супутник — супутник»). Опрацьовано ряд знімків з радіоджерелами, отриманих за допомогою 2-м телескопа Шмідта в Таутенбурзі. Створено банк даних положень малих планет в ГАО (С. П. Майор, О. М. Їжакевич, С. В. Калтигіна, І. В. Кулик, С. В. Шатохіна, В. В. Головня, Л. В. Майданюк) [10].

За результатами спостережень протягом 40 років на телескопах ГАО, спостережних базах на г. Майданак, в Обсерваторії Санта-Анна (Таріха, Болівія) і на п. Терскол було створено базу понад 4500 положень планет і їхніх супутників, а також вибраних малих планет і їхніх супутників (Д. П. Дума, С. П. Майор, Л. М. Кізюн, О. В. Бо-

лотіна, Р. М. Коваль, Л. М. Свачій, О. М. Їжакевич, І. В. Кулик, С. В. Шатохіна, В. В. Головня, М. Р. Нестерук, О. В. Денисюк). Ряд положень були отримані вперше за результатами відбору і вимірювання астронегативів із склотеки ГАО. База положень суттєво доповнила накопичений в світі масив спостережень тіл Сонячної системи, який став фундаментом для подальших наукових досліджень теоретичного і прикладного характеру [10, 12].

Сучасний рівень космічних досліджень вимагає сучасних методів виявлення і опрацювання інформації. У межах національного проекту «Українська віртуальна обсерваторія» запроваджено роботу зі створення каталогів положень і зоряних величин планет та їхніх супутників на базі фотографічних спостережень, виконаних в ГАО у 1961—1990 роках [58]. Завдяки програмному комплексу, розробленому в ГАО для редукції оцифрованих астронегативів (В. М. Андрук), виконано обробку спостережень супутників Сатурна (S2—S9), а також Урана, Нептуна та їхніх супутників U1—U4, N1 в системі зоряного каталогу Tycho2. В результаті переобробки всіх раніше виконаних спостережень в ГАО отримано каталог точних положень Марса, Фобоса і Деймоса в двох системах відліку — FK5/J2000.0 і ICRS/J2000.0. При цьому досягнуто покращення точності за рахунок залучення уточнених координат і власних рухів опорних зір з RPM і АСТ.

Спостереження малих планет були розпочаті в ГАО у 1950 році і виконувалися у відповідності до програми створення Каталогу слабких зір. З 1976 року ці роботи провадилися під егідою Міжнародного астрономічного союзу (МАС) в рамках програми спостережень двадцяти малих планет. Програму було продовжено до 2000 року. Спостереження малих планет є важливими для розв'язку таких задач як визначення систематичних похибок зоряних каталогів і уточнення положень нуль-пунктів фундаментальної системи координат [22].

У період з 1982 по 2000 роки було створено базу з більш ніж 5600 високоточних положень активних і пасивних геостационарних об'єктів, які характеризуються найбільш високою точністю визначених координат серед відомих в світі

подібних масивів даних. Ця база положень використовувалася неодноразово при вирішенні задач з контролю засміченості навколоземного простору, для прогнозування можливих зіткнень штучних тіл, а також для уточнення руху ШСЗ.

Визначення точних положень радіоджерел (РД) в ГАО були розпочаті у 1984 році в рамках Всесоюзної програми ROAS (пізніше CONFOR). Основною метою програми було встановлення зв'язку між оптичною і радіоінтерферометричною системами координат. Були проведені фотографічні спостереження радіоджерел, дослідження телескопів з метою пошуку оптимальних моделей редукції вимірів, визначені координати проміжних опорних зір і координати радіоджерел. Протягом 1984—1990 років за допомогою ПША, рефлекторів на г. Майданак, (Узбекистан) і Обсерваторії Санта-Анна (Таріха, Болівія), а також 50-см Шмідта Бюраканської астрофізичної обсерваторії АН Вірменії були одержані фотографічні знімки радіоджерел, проведена їхня обробка (С. П. Майор, О. М. Іжакевич, С. В. Калтигіна, І. В. Кулик, С. В. Шатохіна, В. В. Головна, Л. В. Майданюк).

Починаючи з 1980-х років ГАО брала участь у міжнародних і всесоюзних програмах і проєктах. Так, у 1982 році були закінчені роботи за Всесоюзною програмою СЕТЬ, запропонованою відділом космічної геодинаміки, проводились дослідження в рамках проєкту МЕРІТ з вивчення обертання Землі різними методами і засобами (1986—1988 рр.), КВАЗАР-КВО з координатно-часового забезпечення наукових і прикладних систем (1986—1995 рр.). За ініціативою відділу фізики планет була організована Всесоюзна спостережна програма «Планетний патруль СРСР» (1985—2000 рр.). Відділ фотографічної астрометрії виступив ініціатором комплексних програм спостережень ФОН, запропонованої в 1975 році І. Г. Колчинським і А. Б. Онегіною (1975—2000 рр., Фотографічний огляд неба на ширококутних астрографах для створення опорних координатних систем) і МЕГА (1986—1993 рр., Всесоюзна програма комплексного вивчення Головного меридіонального перерізу Галактики) [24]. Результатом міжнародної програми ФОН [12, 38, 40, 44, 48—

51] стали три версії каталогу положень, власних рухів і B -величин зір (FONAKV1.0, $02^\circ \dots 90^\circ$ (В. С. Кислюк); FONAKV 2.0, $02^\circ \dots 90^\circ$ (2012 р.); FONAKV 2.0, $56^\circ \dots 63^\circ$ (2012 р.) (А. І. Яценко); FONAKV3.0, Circumpolarzone $58^\circ \dots 90^\circ$ (2015 р.); FONAKV3.0(2016) (В. М. Андрук) [16, 33, 34, 42, 44, 47, 48]. Початок оцифрування пластинок за програмою ФОН в ГАО був ініційований Т. П. Сергєєвою. Оцифровані дані спостережень були отримані у Києві, Китабі (Узбекистан), Душанбе (Таджикистан), а також отримано дані цифрового архіву спостережень з 1.2-м телескопом Шмідта обсерваторії Балдоне Латвійського університету та дані оцифрованих в Таутербурзі (Німеччина) пластинок за спостереженнями з 2-м телескопом Шмідта. За результатами обробки сканів 500 пластинок, отриманих у Таутенбурзі, створено каталог екваторіальних координат та V -величин для 2 673 686 зір та галактик до $V \leq 20^m$ на середню епоху 1974.5 р. Каталог є фотометричним доповненням міжнародного проєкту ФОН (В. М. Андрук)

Відділи фундаментальної і фотографічної астрометрії також брали участь у виконанні і координації робіт за Всесоюзною програмою позиційних спостережень тіл Сонячної системи «Орбита» (1981—1990 рр.), наземному астрономічному забезпеченні космічної місії до Марса ФОБОС (1987—1989 рр.). При виконанні програми ФОБОС, крім супутників Марса, були отримані зображення зовнішніх супутників Юпітера, яскравість яких менша за 17^m , та супутників Урана [1, 2].

ГАО була активним організатором і виконавцем програми ІНВ (International Halley Watch) та її регіональної частини РАПРОГ (1986—1987 рр., Радянська програма спостережень комети Галлея), головною установою в СРСР із астрономічного забезпечення космічної місії ВЕГА до комети Галлея [31]. Метою програми «Наземні астрономічні спостереження комети Галлея» в 1983—1986 рр.) була організація і проведення систематичних і позиційних спостережень комети Галлея на астрономічних обсерваторіях СРСР, збір даних, їхній первинний аналіз і передача в оперативному режимі у Центри обробки для подальшого використання за проєктом ВЕГА. Ін-

формація, що отримувалася обсерваторіями, передавалася до центру збору даних ГАО. У процесі виконання роботи вирішено такі основні задачі: сформовано астрометричну мережу, розроблено і реалізовано програму робіт з астрономічного супроводження комети Галлея (1986 р.); складено інструкцію для позиційних спостережень комети (ГАО АН УРСР і ГАО АН СРСР); створено каталог додаткових опорних зір за траєкторією комети Галлея для періоду з вересня 1983 р. по жовтень 1985 р.

Фотографічні огляди неба стали основою для пошуку малих тіл Сонячної системи, зокрема астероїдів. На базі програми фотографічного огляду неба (ФОН) в ГАО НАНУ були отримані каталог 2292 астероїдів програми «ФОН-Київ», каталог 2728 астероїдів «ФОН-Китаб», каталог 2269 астероїдів «ФОН-Душанбе», каталог 1848 положень астероїдів в Балдоне (О. М. Їжакевич, С. В. Шатохіна у співпраці) [51, 52]. Створено каталог 1385 положень головних супутників Сатурна (S2—S9) за даними оцифрованих астроплатівок Об'єднаного цифрового архіву Української віртуальної обсерваторії. Виконано порівняння обчислених положень супутників з ефемеридними даними, результати якого підтвердили необхідність оцифрування архівних астроплатівок із супутниками для уточнення їхніх положень (В. М. Андрук, Л. К. Пакуляк, В. В. Головня, Г. О. Іванов, А. І. Яценко, С. В. Шатохіна, О. М. Їжакевич).

Серед тем, що успішно розроблялися в ГАО в 1950-ті роки — «Дослідження швидких змін рефракції в земній атмосфері» (І. Г. Колчинський). У 1956 році в ГАО вперше було виконано дослідження дрижань зображень зір. І. Г. Колчинський одним з перших став визначати характеристики флуктуацій рефракції як випадкового процесу, використовуючи при цьому методи автокореляційного аналізу. Цикл робіт з вивчення дрижань і мерехтін зображень зір в телескопах, виконаний в 1955—1975 роках під керівництвом І. Г. Колчинського на основі вимірювань «слідів» зір на фотоплатівках, став піонерським в астрометрії і отримав широке визнання. Отримані результати з вивчення аномалій астрономічної рефракції І. Г. Колчинський узагальнив в своїй

монографії «Оптическая нестабильность земной атмосферы за спостереженнями зір» [17].

4.2. Позиційна астрометрія. Роботи з позиційної астрометрії, започатковані в ГАО К. О. Королем і В. В. Коніним, були продовжені А. С. Харіним. Ним були створені каталоги за програмою зеніт-телескопів, отримано біля 850 визначень схилень Сонця і великих планет. У 1995 році з використанням бази даних об'єктів в ІЧ-діапазоні і пакету програм ГАО створено каталог положень ІЧ-джерел IRKF-5. Значна увага приділялася детальному дослідженню меридіанних інструментів — визначенню неправильності цапф, прогином («гнуття»), що особливо впливають на визначення схилень, усуненню неточності нанесення поділок на відліках кругів та ін. Проводилася модернізація вертикального круга Ваншаффа і дослідження похибок поділок його лімба (М. Ф. Міняйло). Спільно з Астрономічною обсерваторією Київського університету ім. Т. Г. Шевченка був виготовлений та розміщений на території ГАО меридіанний аксіальний круг (1986 р., конструктор К. Ю. Скорик). На телескопі, оснащеному сучасною ПЗЗ-камерою, у 2001—2015 рр. були виконані програми зі спостереження зірок у ділянках з радіоджерелами — об'єктами ICRF та екваторіальний астрометричний огляд неба. Так, у 2001—2003 роках на МАК (ПЗЗ-камера з матрицею ISD017AP) проводилися спостереження зір у площадках з радіоджерелами — об'єктами ICRF з метою створення опорного астрометричного каталогу зірок до $V = 17^m$ у напрямку на позагалактичні радіоджерела (П. Лазоренко, В. Карбівський, Л. Свачій та ін.) [45]. Програма включала 192 позагалактичних радіоджерела, рівномірно розміщених у зоні схилень $0^\circ \dots +30^\circ$. Отриманий астрометричний каталог має дві версії: перша версія КМАС1 містить 104796 зірок у 159 полях, друга версія КМАС2 містить 115032 зірки у 192 полях. Встановлення нової ПЗЗ-камери, впровадження нового програмного забезпечення дало можливість продовжити довготермінову програму спостережень зірок на МАК. В результаті спостережень екваторіальної зони неба з 4-кратним перекриттям сканів було отримано астрометричний каталог КМАС3 положень та V -величин зір до 17^m в зоні схилень

$\delta = +2^\circ \dots +5.5^\circ$ [13]. Створення вказаних каталогів є важливою задачею, актуальність якої зберігалася до отримання нових каталогів за допомогою космічних місій, зокрема GAIA.

Епоха космічної астрометрії кардинально змінила підходи до астрометричних досліджень. Точність сучасних астрометричних спостережень стрімко зросла завдяки модернізації інструментів, вдосконаленню методики спостережень та їхньої обробки. Розроблено методику надточних астрометричних спостережень на телескопах з великою апертурою. Проводяться астрометричні спостереження та пошук екзопланет навколо холодних карликів. Так, із використанням камери FORS2, встановленої на 8-м телескопі VLT (Very Large Telescope) Європейської південної обсерваторії, було досягнуто точності визначення положень, власних рухів і паралаксів зір $17 \dots 20''$. Виконано астрометричну обробку архівних спостережень бінарної системи коричневих карликів WISE J104915.57 — 531906.1AB (LUN 16), отриманих за допомогою великих наземних телескопів FORS2/VLT і Gemini/GeMS, Космічного телескопа імені Габбла та знайдених у базі фотопластинок Європейської південної обсерваторії (П. Ф. Лазоренко). Поєднання цих спостережень і використання Gaia DR2 як астрометричного опорного поля дало змогу визначити абсолютний паралакс названої системи, елементи орбіти та масу компонентів системи. Це визначення динамічних мас є найточнішим для коричневих карликів і не поступається відомим у світі результатам для подвійних зір інших типів [46].

5. ВИСНОВКИ

Розглянуто становлення і трансформацію астрометричних досліджень в ГАО НАН України в контексті виділених нами наукових шкіл.

Традиції наукової школи з фундаментальної астрономії, позиційної астрометрії та глобальної геодинаміки академіка Олександра Яковича Орлова продовжуються завдяки впровадженню нових підходів, можливостям публічного доступу

до даних, отриманих космічними телескопами (HIPPARCOS, GAIA та ін.) та участі у спостережних програмах на нових потужних наземних телескопах, розбудованих іншими країнами світу. Стрімкий технологічний розвиток астрономічного приладобудування, приймальної широкосмугової апаратури та застосування нових теоретичних методів і програмних забезпечень обробки даних забезпечили високу точність визначення астрометричних параметрів небесних об'єктів, зокрема положень і власних рухів зір у нашій Галактиці, безпрецедентного за точністю визначення параметрів обертання Землі тощо.

Наукові напрями І. Г. Колчинського, А. Б. Онєгіної, А. С. Харіна з фотографічної та позиційної астрометрії набули подальшого розвитку завдяки впровадженню нових інформаційних технологій. Значна роль в цьому належить створеній у 2011 році Українській віртуальній обсерваторії (УкрВО). Можливість оцифрування астроплатівок дала поштовх до продовження роботи над рядом програм, зокрема, Фотографічним оглядом неба (програма ФОН), створення ряду каталогів положень планет, їхніх супутників, астероїдів.

Наукова школа з фундаментальної астрономії та селенодезії члена-кореспондента, професора Авеніра Олександровича Яковкіна в частині селенодезичних астрометричних досліджень припинила своє існування, але подальший розвиток школи пов'язаний з фотографічною астрометрією. [6].

Академічні дерева наукових шкіл з астрометрії представлено на сайті ГАО (<https://www.mao.kiev.ua/index.php/ua/sci-sch-astrometry-geodin>). За критерій виділення школи прийнято захищені дисертації співробітниками ГАО або під їхнім керівництвом.

Автор висловлює подяку академіку НАН України Я. С. Яцківу за постановку задачі, проф. І. Б. Вавиловій, кандидату фізико-математичних наук С. В. Шатохіній за корисні поради і обговорення матеріалів статті.

ЛІТЕРАТУРА

1. 50 років Головної астрономічної обсерваторії. Ред. Яцків Я. С. Київ: Академперіодика, 1994. 320 с.
2. 60 років Головної астрономічної обсерваторії НАН України. Ред. Яцків Я. С. К.: Академперіодика, 2004. 349 с. ISBN 966-8002-90-3
3. Болотін С. Л., Литвин С. О. Порівняння об'єднаних каталогів RSC (GAOUA) 05 CO3 та RSC (Pul)06 CO2 з реалізацією МНСВ (ICRF). *Кинематика и физика небес. тел.* 2010. **26**, № 1. С. 31—38.
4. Болотін С. Л., Молотай О. А, Тельнюк-Адамчук В. В. та ін. Про узгодженість системи відліку реалізованої каталогом RSC (GAOUA) 97C01 з міжнародною небесною системою відліку ICRF. К.: ГАО НАН України, 1998, 39 с. (Препринт ГАО-98-24).
5. Вавилова І. Б. Наукові астрономічні школи України ХХ ст. І. Умови формування та ідентифікація. *Наука і наукознавство*. 2005. № 4. Додаток. С. 67—75.
6. Вавилова І. Б., Артеменко Т. Г. Наукові школи ГАО НАН України. *Зачаровані Голосіївським небом*. За ред. І. Б. Вавилової, Л. М. Свачій. Київ: ГАО НАН України, 2024. С. 311—377. ISBN 978-617-14-0353-6.
7. Гаврилов І. В. *Фигура и размеры Луны по астрономическим наблюдениям*. Киев: Наук. думка, 1969. 150 с.
8. Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України: від ідеї створення до міжнародного визнання. За ред. Я. С. Яцківа. Київ: Наук. думка, 2018. 376 с.
9. Дума Д. П. Проблема построения и ориентации координатных систем в космическом пространстве. *50 років Головної астрономічної обсерваторії*. К., 1994. С. 82—99.
10. Дума Д. П., Майор С. П. Створення бази положень тіл Сонячної системи і розробка методичних основ для дослідження обертання координатних систем у космічному просторі: звіт про НДР. К., 2000. 40 с.
11. Євген Павлович Федоров: нариси та спогади про вченого. Відп. ред. Я. С. Яцків. К.: Наук. думка, 2009. 246 с. ISBN 978-966-00-0892-9
12. Їжакевич О. М., Андрук В. М., Пакуляк Л. К. Фотографічні спостереження великих планет та їх супутників у ГАО НАН України в 1961—1990 роках. *Вісник Астрон. обсерваторії Київ. ун-ту ім. Т. Шевченка. Сер. Астрономія*. 2017. 1, № 55. С. 9—12.
13. Карбовський В. Л., Лазоренко П. Ф., Свачій Л. М. Програми спостережень на МАК у 2001—2015 рр. та їх результати. *Вісник Астрон. обсерваторії Київ. ун-ту ім. Т. Шевченка. Сер. Астрономія*. 2017. № 55. С. 17—19.
14. Кислюк В. С., Гаврилов І. В. Гипсометрические уровни поверхности Луны. *Астрон. вестн.* 1968. **7**, № 2. С. 72—80.
15. Кислюк В. С., Шкуратов Ю. Г., Яцків Я. С. Космічні дослідження Місяця: задачі, можливості і перспективи української науки і техніки. *Космічна наука і технологія*. 1996. **2**, № 1-2. С. 3—14.
16. Кислюк В. С., Яценко А. І., Іванов Г. А. и др. ФОНАК: астрографический каталог программы ФОН. *Кинематика и физика небес. тел.* 2000. **16**, № 6. С. 483—496.
17. Колчинский И. Г. Как начиналась фотографическая астрометрия в ГАО НАН Украины. *50 років Головної астрономічної обсерваторії*. К., 1994. С. 275—279.
18. Конин В. В., Король А. К. Каталог склонений 588 звезд ФКС3 в системе FK3, полученный из наблюдений на ВК в 1952—1953 гг. *Изв. Глав. астрон. обсерватории АН УССР*. 1957. **2**, вып. 1. С. 3—72.
19. Король А. К. Каталог склонений 67 звезд, входящих в программу Полтавского зенит-телескопа. *Изв. ГАО АН УССР*. 1958. **2**, вып. № 2. С. 3—22.
20. Король А. К. *Склонения слабых и ярких фундаментальных звезд в единой системе*: Монография. К: Наук. думка, 1969. 234 с.
21. Курьянова А. Н., Положенцев Д. Д., Яцків Я. С. О составлении ПФКС3-2. *Астрометрия и астрофизика*. 1974. Вып. 24. С. 12—25.
22. Онегина А. Б., Заславская С. А. Положения малых планет, полученные в ГАО АН УССР с 400-мм астрографом. *Бюл. Ин-та теор. астрономии*. 1970. **12**, № 5(138). С. 434—435.
23. Рыбка С. П., Яценко А. И. GPM — сводный каталог абсолютных собственных движений звезд в избранных площадках неба с галактиками. *Кинематика и физика небес. тел.* 1997. **13**, № 5. С. 70—74.
24. Харченко Н. В. Программа изучения кинематики звезд в главном меридиональном сечении Галактики. *Астрометрия и астрофизика*. 1983. Вып. 49. С. 61—65.
25. Яковкин А. А. Состояние проблемы о физической либрации Луны и пути ее дальнейшего развития. *Фигура и движение Луны*. Киев: Наук. думка, 1965. С. 5—8.
26. Яковкін А. О, Дума Д. П. Орієнтація фундаментальних каталогів із спостережень Місяця. *Доп. АН УРСР*. 1963. № 6. С. 761—764.
27. Яцків Я. С. О состоянии и тенденциях развития астрометрических исследований. I. *Астрометрия и астрофизика*. 1983. Вып. 49. С. 3—9.

28. Яцкив Я. С. О состоянии и тенденциях развития астрометрических исследований. II. *Астрометрия и астрофизика*. 1984. Вып. 50. С. 56—59.
29. Яцкив Я. С. Нутация: этапы решения проблемы и ее современное состояние. *Євген Павлович Федоров: нариси та спогади про вченого*. Київ: Наук. думка, 2009. С. 41—61. ISBN 978-966-00-0892-9.
30. Яцкив Я. С., Губанов В. С. Об основных координатных системах, применяемых в астрометрии и геодинимике. *Геодинимика и астрометрия: основания, методы, результаты*: сб. ст., посвящ. 100-летию со дня рождения А. Я. Орлова. К.: Наук. думка, 1980. С. 110—119.
31. Яцкив Я. С. Разработка методики и аппаратуры наземных наблюдений кометы Галлея с целью обеспечения потребности космической миссии ВЕГА: отчет по теме, К., 1985, 40 с.
32. Яцків Я. С., Корсунь А. О., Вавилова І. Б. О. Я. Орлов та його астрогодинимічна наукова школа. *Кинематика и физика небес. тел.* 2005. **21**, № 6. С. 403—413.
33. Andruk V. M., Pakuliak L. K., Golovnia V. V. et al. Catalog of positions and B-magnitudes of stars in the circumpolar region of Northern Sky Survey (FON) project. *Odessa Astron. Publ.* 2015. **28**, No. 2. P. 192—195.
34. Andruk V. M., Pakuliak L. K., Golovnia V. V., et al. Catalog of equatorial coordinates and B-magnitudes of stars of the FON project. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. 2016. **32**(5). P. 260—263.
35. Artemenko T. G. Astrometric Research in Ukraine at the XIX — Beginning of XX Centuries. *Odessa Astron. Publ.* 2021. **34**. P. 5—10. DOI: 10.18524/1810-4215.2021.34.244339
36. Artemenko T. G. The Catalog of Faint Stars as an astrometric international project and the participation of observatories of Ukraine in its implementation. *Space Sci. and Technol.* 2024. **30**(5). P. 96—119. DOI: 10.15407/knit2024.05.096
37. Fedorov E. P., Korsun A. A., Major S. P., et al. New determination of the polar motion from 1890 to 1969. *Proc. IAU Symp. No. 48 "Rotation of the Earth"* (Morioka, Japan, May 9—15, 1971). Dordrecht, 1972. P. 12—13.
38. Ishchenko M. V., Berczik P., Kharchenko N. V. Dynamical evolution modeling of the Collinder 135 & UBC 7 binary star cluster "The Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool": Proc. of the Virtual Meeting, originally planned for Chamonix, France, Nov. 8—12, 2021. Ed. by D. Bisikalo et al. *Proc. IAU Symp.* 2023. **362**. P. 128—133. 2023IAUS. 362. 128I.
39. Kharchenko N. V. The General Catalogue of Stellar proper motion with respect to galaxies with astrophysics supplement. *Inertial coordinate system on the sky: Proc. IAU Symp.* 1990. No. 141. P. 431—432.
40. Kharchenko N. V., Yatsenko A. I., Rybka S. P., et al. Some results of the determination of star proper motions, related to the galaxies, made on the astrograph of the Main Astronomical Observatory of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR in Goloseevo (near Kiev). *Publs de l'Observatoire Astronomique de Beograd*. 1990. No. 40. P. 19—29.
41. Kislyuk V. S., Rybka S. P., Yatsenko A. I., et al. Contribution of the Main Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences to the link of the HIPPARCOS and extragalactic reference frames. *Proc. ESA Symp. "HIPPARCOS-Venice 97"* (May 13—16, 1997, Venice, Italy). ESA SP-402. Noordwijk: ESA Publ., 1997. P. 61—62.
42. Kislyuk V. S., Yatsenko A. I. From the FON Project to the FONAC Catalogue. *"Astronomy in Ukraine — Past, Present and Future (MAO-2004)"* (July 15—17, Kiev, Ukraine). Abstr. Book. 2004. P. 32.
43. Kizyun L. N., Safronov Yu. I., Duma D. P. *Orientation of FK4 system from meridian observation of planets. Reference coordinate systems for Earth dynamics*. Dordrecht, 1981. 86 p.
44. Kolchinskij I. G., Gavrillov I. V., Onegina A. B. Plan of sky coverage by using wide-angle astrographs. *"Modern Astrometry"*: *IAU Coll. No. 48*. Vienna: Publ. Univ. Observ., 1979. P. 479—481.
45. Lazorenko P., Babenko Yu., Karbovsky V., et al. The Kyiv Meridian Axial Circle catalogue of stars in fields with extragalactic radio sources. *Astron. and Astrophys.* 2005. **438**. P. 377—389. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042573>.
46. Lazorenko P. F., Sahlmann J., Mayor M., et al. Differential image motion in astrometric observations with very large seeing-limited telescopes. *Astron. and Astrophys.* 2024. **689A**. P. A94 (17 p.).
47. Muminov M. M., Yuldoshev O. X., Ehgamberdiev Sh. A., et al. Astrometry and photometry of the digitized photographic plates of the Kitab Photographic Sky Survey. *Results of processing of digitized astronomical photographic plates*. Comp. by V. Andruk. Riga: LAMBERT Acad. Publ., 2018. P. 53—56. ISBN-10:6139830346EAN: 9786139830343.
48. Pakulyak L., Andruk V., Golovnya V., et al. FON: from start to finish. *Odessa Astron. Publ.* 2016. **29**. P. 132—135.
49. Rybka S. P., Yatsenko A. I. GPM1 — a catalog of absolute proper motions of stars with respect to galaxies. *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1997. **121**, No. 2. P. 243—246.
50. Rybka S. P., Yatsenko A. I. The GPM catalog (Rybka+, 1997—2001). Vizier On-line Data Catalog: I/285 (Originally publ. in: *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. 1997. 13, No. 5. P. 70—74).
51. Shatokhina S. V., Relke H., Yuldoshev Q., et al. Vizier Online Data Catalog: 2728 asteroid positions (Kitab obs.) (Shatokhina+, 2018), Vizier Online Data Catalog: J/other/OAP/31. 235. <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-2>

52. Shatokhina S. V., Relke H., Yuldoshev Q., et al. Catalog of asteroid positions and B-values from digitized photographic observations of the Northern Sky Survey (Kitab part). URL: <http://gua.db.ukr-vo.org/starcatalogs.php?whc=kitab-aster-2020> (дата звернення 15.01.2025).
53. Shkuratov Y. G., Konovalenko A. A., Zakharenko V. V., et al. A twofold mission to the moon: Objectives and payloads. *Acta Astronautica*. 2019. **154**. P. 214—226. DOI: 10.1016/j.actaastro.2018.03.038
54. Shkuratov Yu. G., Lytvynenko L. M., Shulga V. M., Yatskiv Ya. S., Vidmachenko A. P., Kislyuk V. S. Objectives of a prospective Ukrainian orbiter mission to the Moon. *Adv. Space Res.* 2003. **31**, No. 11. P. 2341—2345. DOI: 10.1016/S0273-1177(03)00534-9
55. Vavilova I. B., Artemenko T. G., Pakuliak L. K. Biographical index “Astronomers of Ukraine” at the UkrVO portal. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*. 2014. **30**(1). P. 46—52. <https://doi.org/10.3103/S0884591314010073>
56. Vavilova I. B., Kislyuk V. S., Yakovkin Avenir Aleksandrovich. *Biographical Encyclopedia of Astronomers*. New York: Springer, 2014. P. 2393—2397. DOI: 10.1007/978-1-4419-9917-7_9422. ISBN: 978-1-4419-9917-7.
57. Vavilova I., Pakuliak L., Babyk I., et al. Surveys, Catalogues, Databases, and Archives of Astronomical Data. *Knowledge Discovery in Big Data from Astronomy and Earth Observation*. 2020. P. 57—102. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-819154-5.00015-1>
58. Vavilova I. B., Pakuliak L. K., Protsyuk Yu. I. Ukrainian Virtual Observatory (UkrVO). The goals, structure, and tasks. *Kosmichna Nauka i Tekhnologiya*. 2010. **16**, No. 5. P. 62—70.
59. Yatsenko A. I., Rybka S. P., Scholz R. The connection of the HIPPARCOS reference system to extragalactic objects by photographic astrometry. *Astron. Nachr.* 1987. **308**, No. 5. P. 319—322. <https://doi.org/10.1002/asna.2113080507>

REFERENCES

1. *50 years of Main Astronomical Observatory* (1994). Ed. Ya. S. Yatskiv. Kyiv: Akademperiodyka, 320 p. (in Russian).
2. *60 years of Main Astronomical Observatory* (2004). Ed. Ya. S. Yatskiv. Kyiv, Akademperiodyka, 349 p. (in Ukrainian).
3. Bolotin S. L., Lytvyn S. O. (2010). Comparison of the combined catalogues RSC(GAOUA)05 C 03 and RSC(PUL)06 C 02 with the current realization of the International Celestial Reference Frame (ICRF). *Kinematics and Phys. Celestial Bodies*, 26 (1), 31—38 (in Ukrainian).
4. Bolotin S. L., Molotaj O. A., Tel'nyuk-Adamchuk V. V. (1998). On the consistency of the International Celestial Reference Frame and reference frame realized by the SC (GAOUA) 97C01 catalogue. K., GAO, 39 p. (Preprint GAO-98-24 NAN Ukrainy) (In Ukrainian).
5. Vavilova I. B. (2005). Scientific astronomical schools of Ukraine XX century: conditions of formation and identification. *Nauka i naukoznavstvo*, No. 4, 67—75.
6. Vavilova I. B., Artemenko T. G. (2024). Scientific schools of MAO NAS of Ukraine. *Enchanted by the Holosiiv sky. Historical and biographical edition*. Eds I. B Vavilova, L. M. Svachiy. Kyiv: MAO NAS of Ukraine, 311—377. ISBN 978-617-14-0353-6.
7. Gavrilov I. V. (1969). *Figure and size of the Moon on astronomical observations*. Kyiv: Naukova Dumka, 150 p.
8. Main Astronomical Observatory National Academy of Science of Ukraine: from idea of creation to international recognition (2018). Ed. Ya. S. Yatskiv. Kyiv: Naukova Dumka, 376 p.
9. Duma D. P. (1994). Problem of formation and orientation of coordinate systems in space. *50 years of the Main Astronomical Observatory*. Kyiv, 82—99.
10. Duma D. P. (2000). Creation of the base of Solar system bodies' positions and development of methodical background for investigations of rotation of coordinate systems in the space: Report on NDR. Kyiv, 40 p.
11. Yevgen Pavlovich Fedorov: essays and memories about the scientist (2009). Ed. Ya. S. Yatskiv. K.: Naukova Dumka, 246 p. ISBN 978-966-00-0892-9.
12. Yizhakevych O. M., Andruk V. M., Pakulyak L. K. (2017). Photographical observations of the large planets and it's satellites in MAO NAS of Ukraine in 1961—1990 years. *Visnyk Astronomicheskoy observatorii Kievskogo universiteta. Ser. "Astronomiya"*, **1**(55), 9—12.
13. Karbovsky V. L., Lazorenko P. F., Svachij L. M. (2017). Programs of the observations on MAC in 2001—2015 years and their results. *Visnyk Astronomicheskoy observatorii Kievskogo universiteta. Ser. "Astronomiya"*, **1**(55), 17—19.
14. Kislyuk V. S., Gavrilov I. V. (1968). Hypsometric levels of the Moon's surface. *Astron. Vestnik*, **7** (2), 72—80.
15. Kislyuk V. S., Shkuratov Yu. G., Yatskiv Ya. S. (1996). Exploration of the Moon from space: tasks, potentialities, and prospects of the Ukrainian science and engineering. *Kosm. nauka tehnol.*, 2 (1-2), 3—16 (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/knit1996.01.003>
16. Kislyuk V. S., Yatsenko A. I., Ivanov G. A. (2000). FONAC: the Astrographic catalogue of the FON project). *Kinemat. fiz. nebesnyh tel*, **16**(6), 483—496 (In Ukrainian).

17. Kolchinskii I. G. (1994). How photographic astrometry began in MAO NAN of Ukraine. *50 years of Main Astronomical Observatory*. Kyiv, 275—279 (in Russian).
18. Konin V. V., Korol A. K. (1957). Catalog of declination of 588 FKSZ stars in FK3 system from observations on Vertical Circle at 1952—1953. *Izvestia Glavnoy astronomicheskoy observatorii AN USSR*, **2**(1), 3—72 (in Russian).
19. Korol A. K. (1958). Catalog of declination of 67 stars of Poltava zenith-telescope program. *Izvestiya Glavnoy astronomicheskoy observatorii AN USSR*, **2** (2), 3—22.
20. Korol A. K. (1969). *Declinations of the faint and bright fundamental stars in a sinle system*. Monorgaphy. K: Nauk. dumka, 234 p. (in Russian).
21. Kyr'yanova A. N., Polozhentsev, Yatskiv Ya. S. (1974). About compilation PFKSZ-2. *Astrometrija i astrofizika*, Issue 24, 12—25.
22. Onegina A. B., Zaslavskaya S. A. (1970). Positions of minor planets obtained at the Main Astronomical Observatory of the Ukrainian SSR with the 400-mm photographic telescope. *Byull. Inst. Teor. Astron.*, **12**, 434—435.
23. Rybka S. P., Yatsenko A. I. (1997). GPM — compiled catalogue of absolute proper motions of stars in selected fields of sky with galaxies. *Kinemat. fiz. nebesnyh tel*, **13**(5), 70—74.
24. Kharchenko N. V. (1983). Program of investigation of kinematics of stars in the Main Meridional Section of the Galaxy. *Astrometriia i Astrofizika*, Issue 49, 61—65 (In Russian).
25. Yakovkin A. A., Duma D. P. (1963). Orientation of fundamental catalogues from observation of the Moon. *Dopovidi AN URSR*, No. 6, 761—764 (InUkrainian).
26. Yakovkin A. A. (1965). *State of the problem on the physical libration of the Moon and ways of it further development*. Kyiv: Nauk. dumka, 5—8 (In Russian).
27. Yatskiv Ya. S. (1983). On the current state and future development of astrometry. I. *Astrometriia i Astrofizika*, Issue 49, 3—9 (In Russian).
28. Yatskiv Ya. S. (1984). On the current state and future development of astrometry. II. *Astrometriia i Astrofizika*, Issue50, 56—59 (In Russian).
29. Yatskiv Ya. S. (2009). Nutation:stages of problem solving and its current state. *Yevgen Pavlovich Fedorov: essays and memories about the scientist*. Ed. Ya. S. Yatskiv. K.: Naukova Dumka, 2009. 41—61. ISBN 978-966-00-0892-9.
30. Yatskiv Ya. S., Gubanov V. S. (1980). On basic coordinate systems used in astrometry and geodynamics. *Geodynamika i astrometiya: sbornik statey*. Kiev: Nauk. dumka, 110—120 (In Russian).
31. Yatskiv Ya. S. (1985). Development of methodology and equipment ground-based observations Halley's Comet in order to meet the needs of the VEGA space mission: Report on the theme. Kyiv, 40 p. (In Russian).
32. Yatskiv Ya. S., Korsun' A. O., Vavilova I. B. (2005). O. Ya. Orlov and his astrogeodynamical scientific school. *Kinemat. fiz. nebesnyh tel*, **21**(6), 403—413.
33. Andruk V. M., Pakuliak L. K., Golovnia V. V., et al. (2015). Catalog of positions and B-magnitudes of stars in the circumpolar region of Northen Sky Survey (FON) project. *Odessa Astron. Publ.*, **28**, No. 2, 192—195.
34. Andruk V. M., Pakuliak L. K., Golovnia V. V., et al. (2016). Catalog of equatorial coordinates and B-magnitudes of stars of the FON project. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **32**, No. 5, 260—263.
35. Artemenko T. G. (2021). Astrometric Research in Ukraine at the XIX — Beginning of XX Centuries. *Odessa Astron. Publ.*, **34**, 5—10. DOI: 10.18524/1810-4215.2021.34.244339
36. Artemenko T. G. (2024). The Catalog of Faint Stars as an astrometric international project and the participation of observatories of Ukraine in its implementation. *Space Sci. and Technol.*, **30**(5), 96—119. DOI: 10.15407/knit2024.05.096
37. Fedorov E. P., Korsun A. A., Major S. P. et al. (1972). New determination of the polar motion from 1890 to 1969. *Proc. IAU Symp. No. 48 "Rotation of the Earth"* (Marioka, Japan, May 9—15, 1971). Dordrecht, 12—13.
38. Ishchenko M. V., Berczik P., Kharchenko N. V. (2023). Dynamical evolution modeling of the Collinder 135 & UBC 7 binary star cluster "The Predictive Power of Computational Astrophysics as a Discovery Tool": Proc. of the Virtual Meeting, originally planned for Chamonix (France, Nov. 8—12, 2021). Ed. by D. Bisikalo et al. *Proc. IAU Symp.*, **362**, 128—133. 2023IAUS..362..128I
39. Kharchenko N. V. (1990). The General Catalogue of Stellar proper motion with respect to galaxies with astrophysics supplement. *Inertial coordinate system on the sky: Proc. IAU Symp.* No. 141, 431—432.
40. Kharchenko N. V., Yatsenko A. I., Rybka S. P., et al. (1990). Some results of the determination of star proper motions, related to the galaxies, made on the astrograph of the Main Astronomical Observatory of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR in Goloseevo (near Kiev). *Publs de l'Observatoire Astronomique de Beograd*, No. 40, 19—29.
41. Kislyuk V. S., Rybka S. P., Yatsenko A. I., et al. (1997). Contriburion of the Main Astronomical Observatory of the Ukrainian Academy of Sciences to the link of the HIPPARCOS and extragalactic reference frames. *Proc. ESA Symp. "HIPPARCOS-Venice 97"* (May 13—16, 1997, Venice, Italy). ESA SP-402. Noordwijk: ESA Publ., 61—62.

42. Kislyuk V. S., Yatsenko A. I. (2004). From the FON Project to the FONAC Catalogue. *Astronomy in Ukraine — Past, Present and Future* (MAO-2004). Kiev, Abstr. Book, 32.
43. Kizyun L. N., Safronov Yu. I., Duma D. P. (1981). Orientation of FK4 system from meridian observation of planets. *Reference coordinate systems for Earth dynamics*. Dordrecht, 86 p.
44. Kolchinskij I. G., Gavrilov I. V., Onegina A. B. (1979). Plan of sky coverage by using wide-angle astrographs. “Modern Astrometry”: *IAU Coll. No. 48*. Vienna: Publ. Univ. Observ., 479—481.
45. Lazorenko P., Babenko Yu., Karbovsky V., et al. (2005). The Kyiv Meridian Axial Circle catalogue of stars in fields with extragalactic radio sources. *Astron. and Astrophys.*, **438**, 377—389. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042573>.
46. Lazorenko P. F., Sahlmann J., Mayor M., et al. (2024). Differential image motion in astrometric observations with very large seeing- limited telescopes. *Astron. and Astrophys.*, **689A**, A94 (17 p.).
47. Muminov M. M., Yuldoshev O. X., Ehgamberdiev Sh. A., et al. (2018). Astrometry and photometry of the digitized photographic plates of the Kitab Photographic Sky Survey. *Results of processing of digitized astronomical photographic plates*. Comp. by V. Andruk. Riga: LAMBERT Acad. Publ., 53—56. ISBN-10:6139830346EAN: 9786139830343.
48. Pakulyak L., Andruk V., Golovnya V., et al. (2016). FON: from start to finish. *Odessa Astron. Publ.*, **29**, 132—135.
49. Rybka S. P., Yatsenko A. I. (1997). GPM1 — a catalog of absolute proper motions of stars with respect to galaxies. *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*, **121**, No. 2, 243—246.
50. Rybka S. P., Yatsenko A. I. (1997). The GPM catalog (Rybka+, 1997—2001). VizieR On-line Data Catalog: I/285 (Originally publ. in: *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, 13, No. 5, 70—74).
51. Shatokhina S. V., Relke H., Yuldoshev Q., et al. VizieR Online Data Catalog: 2728 asteroid positions (Kitab obs.) (Shatokhina+, 2018), VizieR Online Data Catalog: J/other/OAP/31.235. <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR-2>.
52. Shatokhina S. V., Relke H., Yuldoshev Q., et al. (2020). Catalog of asteroid positions and B-values from digitized photographic observations of the Northern Sky Survey (Kitab part). <http://gua.db.ukr-vo.org/starcatalogs.php?whc=kitab-aster-2020>.
53. Shkuratov Y. G., Konovalenko A. A., Zakharenko V. V., et al. (2019). A twofold mission to the moon: Objectives and payloads. *Acta Astronautica*, **154**, 214—226. DOI: 10. 1016/j. actaastro. 2018. 03. 038
54. Shkuratov Yu. G., Lytvynenko L. M., Shulga V. M., Yatskiv Ya. S., Vidmachenko A. P., Kislyuk V. S. (2003). Objectives of a prospective Ukrainian orbiter mission to the Moon. *Adv. Space Res.*, **31**, Issue 11, 2341—2345. DOI: 10. 1016/S0273-1177(03)00534-9
55. Vavilova I. B., Artemenko T. G., Pakuliak L. K. (2014). Biographical index “Astronomers of Ukraine” at the UkrVO portal. *Kinematics and Physics of Celestial Bodies*, **30**(1), 46—52. <https://doi.org/10.3103/S0884591314010073>
56. Vavilova I. B., Kislyuk V. S. (2014). Yakovkin Avenir Aleksandrovich. *Biographical Encyclopedia of Astronomers*. New York: Springer, 2393—2397. DOI: 10.1007/978-1-4419-9917-7_9422. ISBN: 978-1-4419-9917-7.
57. Vavilova I., Pakuliak L., Babyk I., et al. (2020). Surveys, Catalogues, Databases, and Archives of Astronomical Data. *Knowledge Discovery in Big Data from Astronomy and Earth Observation*, 57—102. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-819154-5.00015-1>
58. Vavilova I. B., Pakuliak L. K., Protsyuk Yu. I. (2010). Ukrainian Virtual Observatory (UkrVO). The goals, structure, and tasks. *Kosmichna Nauka i Tekhnologiya*, **16**, No. 5, 62—70.
59. Yatsenko A. I., Rybka S. P., Scholz R. (1987). The connection of the HIPPARCOS reference system to extragalactic objects by photographic astrometry. *Astron. Nachr.*, **308**, No. 5, 319—322. <https://doi.org/10.1002/asna.2113080507>

Стаття надійшла до редакції 15.01.2025

Після доопрацювання 03.02.2025

Прийнято до друку 03.02.2025

Received 15.01.2025

Revised 03.02.2025

Accepted 03.02.2025

T. G. Artemenko, Research fellow

E-mail: t.g.artemenko@ukr.net

Main astronomical observatory of the NAS of Ukraine

27, Akademik Zabolotnyj Str., Kyiv, 03143 Ukraine

ORIGINS AND TRANSFORMATION OF SCIENTIFIC ASTROMETRIC RESEARCH:

MAIN ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF THE NAS OF UKRAINE

The paper aims to highlight the formation and progress of the astrometric schools of the National Academy of Sciences of Ukraine — the scientific school of fundamental astronomy, positional astrometry, and global geodynamics of Academician Oleksandr Yakovych Orlov, the Scientific School of fundamental astronomy and selenodesy of the Corresponding member of the Academy of Science professor Avenir Oleksandrovych Yakovkin and the scientific direction of I. G. Kolchinsky, A. B. Onegina, and A. S. Kharin on photographic and positional astrometry.

The main directions of research of the scientific school in fundamental astronomy, positional astrometry, and global geodynamics are the next: the creation of catalogs of faint stars, stars of the latitudinal program, radio sources, mathematical methods of researching the change of latitudes, and the movement of the Earth's poles, fundamental astronomy (study of astronomical constants), application of the movement of the poles and irregularities of the Earth's rotation (laser ranging of the artificial satellites of the Earth, VLBI-observations, GNSS-observations). Introducing new observational methods and tools contributes to the further development of the school and the preservation of its scientific traditions.

The purview of the scientific school of fundamental astronomy and selenodesy concerns the first astrometric mapping of the Moon's surfacedetails using data from orbital satellites, as well as the study of stellar dynamics, kinematics and structure of the Galaxy.

The research findings in photographic and positional astrometry are analyzed. The role of the Ukrainian Virtual Observatory (UkrVO) in the current development of the scientific direction is indicated based on the possibility of digitizing astronomical photographic negatives obtained in the frameworks of vast photographic surveys of the sky, in particular, the FON/FONAK project. Re-reduction of past observational data in up-to-date reference frames allowed the initiating of the search for asteroids, their earlier positions and precoveries, as well as the reworking of earlier observations of large planets and small bodies of the Solar System.

Keywords: astrometry, scientific school, selenodesy, space research.

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.070>

UDC 520.88; 523.44

O. M. KOZHUKHOV, division chief, PhD (technical sciences)

ORCIDID: <https://orcid.org/0000-0002-3858-9389>

E-mail: a.m.kozhukhov@gmail.com

M. S. MEDINA, laboratory chief

National Space Facilities Control and Test Center, State Space Agency of Ukraine

8, Kniaziv Ostrozkykh Str., Kyiv, 01010 Ukraine

NOAP PLANNER 0.6.5 — FEATURES OF NEO OBSERVATIONS PLANNING WITH ONE BUTTON

Last year, a package of Python scripts NOAP (NEO Observation Analyzer and Planner) was presented in this journal. It is designed to plan NEO observations and analyze existing observations automatically. Over the past year, this package has undergone significant changes, in particular, the planning pipeline has been updated. The main goal of the update was to simplify and automate the observation planning process as much as possible, as well as to increase the quality of the object selection for observation. This article highlights the main changes made to the Planner pipeline and discusses the features of automated planning of NEO observations for small-aperture telescopes. An algorithm has been developed for the automated processing of data from the NEOCP Minor Planet Center website, which allows for detecting new objects that require confirmation much faster. Additionally, an adaptive NEO filtering algorithm has been developed, considering the speed of NEO's apparent motion and its expected brightness. This makes it possible to improve the magnitude limit for slower NEOs and to discard objects that cannot be observed with a given telescope due to the “velocity — brightness” correlation.

The article also discusses a new feature of automated ephemeris calculation for fast objects, which allows us to avoid the loss of observations due to the object moving too fast across the telescope's field of view. Thanks to this approach, the possibility of error occurring during planning was minimized, and this procedure became available for simultaneous observation planning for several observatories.

The implementation of new algorithms allowed for a significant increase in the efficiency of observations, especially for objects with low brightness. The study provides examples of the new planner application for the L18 station and demonstrates statistical data confirming the improvement in the accuracy and quality of observations.

Keywords: NEO, optical observations.

INTRODUCTION

The first version of the NOAP (NEO Observations Analyzer and Planner) package of Python scripts was described in detail in [3].

Structurally, NOAP consists of two script pipelines: Planner and Analyzer. The first of them is intended for planning observations of near-Earth

objects (NEO) at various observatories, and the second is for analyzing the received observations based on the NEODyS-2 database [6]. According to the results of using NOAP [3], several directions for its improvement were highlighted.

For Planner pipeline:

- batch calculation of ephemeris and observation plans for several observatories;

Цитування: Kozhukhov O. M., Medina M. S. NOAP planner 0.6.5 — features of NEO observations planning with one button. *Space Science and Technology*. 2024. **31**, № 1 (152). P. 70—76. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.070>

© Publisher PH «Akadempriodyka» of the NAS of Ukraine, 2025. This is an open access article under the CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

- change of the algorithm for obtaining data from the NEOCP [9] webpage for more prompt detection of the appearance of new objects that require confirmation;

- an adaptive algorithm for filtering NEOs that can be observed with the given telescope, taking into account both the velocity of their visible movement and the predicted brightness. This will increase the limiting magnitude for slower NEOs, increase the time of NEOs in sight, and reject NEOs that cannot be observed with the given telescope according to the “brightness — velocity” ratio;

- the introduction of a graphical user interface;
- integration of the “Planner” pipeline with the “Analyzer” pipeline for priority calculation.

For the “Analyzer” pipeline:

- compatible statistics calculation for several observatories;
- quality assessment of NEOCP object observations;
- validation of the observations before they are sent to the MPC;
- the optimization of additional calculations, especially those associated with data modification.

In this paper, we will show how exactly the changes were made to the Planner pipeline alone, bringing it to version 0.6.5.

1. CHANGES MADE TO THE PLANNER PIPELINE

Unfortunately, only the first and third points of improvement have been implemented, so far, but we

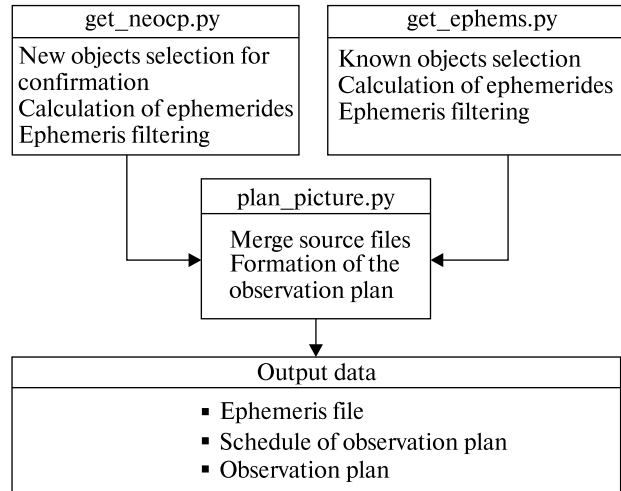


Figure 1. Structure of the previous version of the Planner pipeline [3]

consider them to be among the most important ones. Below we will dwell on each of them in detail.

1.1 Batch Calculation. The first versions of the pipeline required the sequential launch of three of its scripts (Fig. 1) to obtain the observation plan and ephemerides. The disadvantages of such a solution are insignificant when working with one observatory, but they can become a serious obstacle if it is necessary to plan observations for several observatories at once.

Therefore, changes were made to the pipeline operation scheme (Fig. 2). Now, all three “calculation” scripts are launched by an additional control script *main.py*, and calculations are performed for all ob-

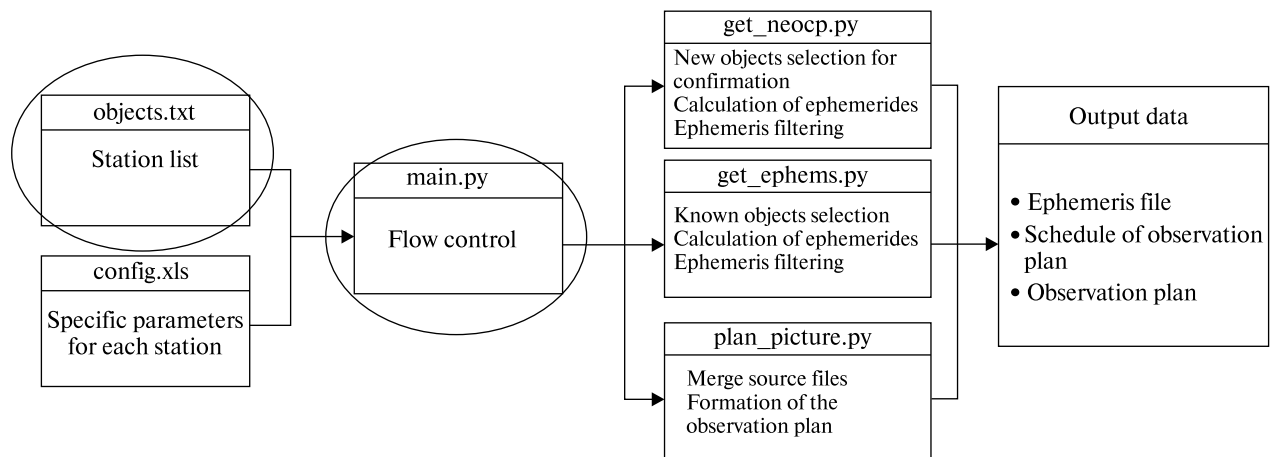


Figure 2. Structure of the current Planner pipeline’s version. The ovals show new elements that provide “one-button” planning.

servatories specified in the *objects.txt* list. Thus, from now on, planning observations, even for several observatories, is done virtually “with one button”.

1.2. Adaptive Algorithm for Filtering NEOs. The algorithm for selecting NEO for observation is as in [3], regardless of the influence of NEO’s apparent motion speed on the ability of their observation. This influence is determined by the fact that the greater the speed of a NEO, the less “effective” its exposure is. Here, effective exposure is the maximum exposure value at which photons from the observed NEO fall on the same pixel of the optical sensor camera. It depends on the image scale and the velocity of the NEO’s apparent motion. The calculation of effective exposure is shown in [3] as the calculation of exposure for observations. Thus, the fainter and faster the NEO is, the higher the probability that in sidereal tracking observing mode, during the effective exposure, the pixel will receive such a small amount of light from a given object that this may not occur when using the “shift-and-stack” technique (or “synthetic tracking”), see the example, [1, 7, 10–12]. In addition, faint and fast NEO may also require a number of frames that can’t be obtained while the NEO is in the field of view of the observing telescope.

Thus, it can be stated that the limiting magnitude for a relatively slow NEO is significantly lower than for a fast one. An increase in the limiting magnitude will lead to the fact that a great number of faint objects that cannot be observed due to their high speed will be included in the NEO list for observation. So, there was a need for a highly advanced algorithm to assign NEOs that will be planned for observations. This algorithm has to reject objects considering the mutual influence of their apparent brightness and apparent motion speed on their visibility.

In order to balance the mutual influence of NEO speed and brightness on the ability of their observation, it is necessary to go to NEO filtering for approximate values of the “signal-to-noise” ratio (SNR) of their images that the given telescope can form during the effective exposure time.

To calculate SNR, we use the so-called “CCD Equation” [5]:

$$SNR = \frac{S}{\sqrt{S + n_{pix}(N_{sky} + N_{dark} + N_r^2)}}, \quad (1)$$

where $S = f(m_{NEO}, t_{exp}, tel)$ — signal from the NEO of interest, n_{pix} — the number of pixels that the NEO image takes up, $N_{sky} = f(m_b, t_{exp}, tel)$ — noise from the sky background, $N_{dark} = f(t_{exp}, cam)$ — camera’s dark current noise, $N_r^2 = f(cam)$ — camera’s readout noise, m_{NEO} — NEO’s magnitude, t_{exp} — effective exposure calculated by [3], tel — telescope parameters (aperture size, obstruction, number of optical surfaces, scale), m_b — sky background level considering the influence of the atmosphere and the Moon, cam — camera parameters (dark current level, temperature, readout noise level, ADC bit depth, pixel full well).

The obtained SNR value is compared with the threshold, and if it appears to be less than the threshold, the NEO is removed from observations. More detailed information on the calculation of each component can be found in [5, 8]. The influence of the atmosphere and the Moon on the sky background level was determined according to [4].

1.3. A New Alternative to Calculate the Required Number of Frames. Since there is an estimation of the SNR predicted value of the NEO image in one frame (1), it is possible to calculate the number of frames that need to be obtained N_{frames} :

$$N_{frames} = N_{obs_est} \cdot \left(\frac{SNR_{obs_est}}{SNR} \right)^2, \quad (2)$$

Where N_{obs_est} — minimum number of observations planned to obtain (usually 3 or 4), SNR_{obs_est} — needed SNR of NEO image for one observation.

1.4. «Adaptive» Ephemeris for the Observations of Fast NEOs. By default, the ephemeris is calculated so that the predicted position of the observed NEO is in the center of the frame. There is nothing special about this if the object is slow or the telescope field of view is large enough. But there exists a possibility when the field of view is relatively small, and the NEO has such a speed that will allow it to pass half of the field of view that remains to be covered faster than the camera takes a given number of frames. In this case, the shooting may turn out to be inconclusive because the number of frames in which the NEO is in the field of view may not be sufficient to obtain at least three required observations using the “shift-and-stack” technique. In order to consider such cases, it is suggested to calculate the “adaptive” ephemerides as follows.

1. For each line of the ephemeris, the path L that the given NEO will pass during the shooting is determined:

$$L = (Sky_{motion_{NEO}} / 60) \cdot t_{exp} \cdot N_{frames},$$

where $Sky_{motion_{NEO}}$ — NEO's apparent motion speed, arcsec/min; N_{frames} — the total number of frames need to be shoot.

2. The obtained value is compared with the minimum size of the field of view along one of the coordinates $\min(L_{RA}, L_{Dec})$.

2.1 If $L \leq 0.4 \cdot \min(L_{RA}, L_{Dec})$, then nothing happens.

2.2 If $0.4 \cdot \min(L_{RA}, L_{Dec}) < L \leq 0.8 \cdot \min(L_{RA}, L_{Dec})$, then the telescope aiming point is shifted for $0.5L$ forward along the trajectory of NEO's motion.

2.3 If $0.8 \cdot \min(L_{RA}, L_{Dec}) < L$, then N_{obs_est} is reduced by 1 and N_{frames} are recalculated according to expression (2). After the reduction, L is calculated again. If condition 2.3 continues to be fulfilled, then the reduction of N_{obs_est} is repeated until the value reaches 3. If condition 2.3 continues to be satisfied, then this row is removed from the ephemerides' list.

1.5. Changes in the File Configuration. Due to the modifications made to the program, the configuration file has also been changed. Previously, it was a simple text file with separate subsections, but now it is a file in .xlsx format, consisting of three separate sheets.

The *Stations* sheet stores all the data on observatories for which observations can be planned, including the telescope's specifications required for the algorithm operation described in subsections 1.2—1.4. The *obs* sheet contains the constants required for the pipeline operation, including the ability to switch to manual mode for determining the interval to calculate the ephemeris. The *system* sheet contains the paths required for the correct operation of the pipeline.

2. RESULTS

First of all, we should mention increasing the pipeline's usability. This concerns the “one-button planning” approach itself. Now, with a correctly formed configuration file and no failures in the pipeline, the possibility of incorrect planning of observations due to the operator's fault is practically excluded, moreover, for any reasonable number of facilities (for the time being, the pipeline is successfully coping with the automatic planning of observations for five facilities at once: three real facilities with MPC codes L18, L99, M32 included in the National Space Facilities Control and Test Center of State Space Agency of Ukraine and two “experimental/virtual” facilities created for tests).

Secondly, there is an effect of reducing the dependence of the obtained observations' accuracy on the

Table 1. Statistics of NEO observed by L18. The initial data from the NEODYS-2 site were obtained and processed with the Analyzer pipeline from the NOAP

Observations	L18 (2019 — 2021)	L18 (2022 — Apr-2023)	L18 (May-2023 — Jun- 2024)
Observations	5669	1703	1007
Sessions	939	398	304
Obs./Ses. ratio	6.04	4.3	3.31
Objects	505	254	191
Nights	235	88	108
Mean AM_calc*	17.41 ^m	17.55 ^m	17.93^m
Median AM_calc	17.61 ^m	17.85 ^m	18.26^m
Percentile by level 0.9 for AM_calc	18.59 ^m	18.60 ^m	19.06^m
Mean V_HOR**, arcsec/min	17.45	16.94	16.84
Median V_HOR, arcsec/min	8.18	8.36	10.29
Percentile by level 0.9 for V_HOR, arcsec/min	39.90	38.27	35.12

* — calculated apparent magnitude of observed NEOs; ** — velocity of apparent NEO's motion according to NASA Jet Propulsion Laboratory ephemerides [2].

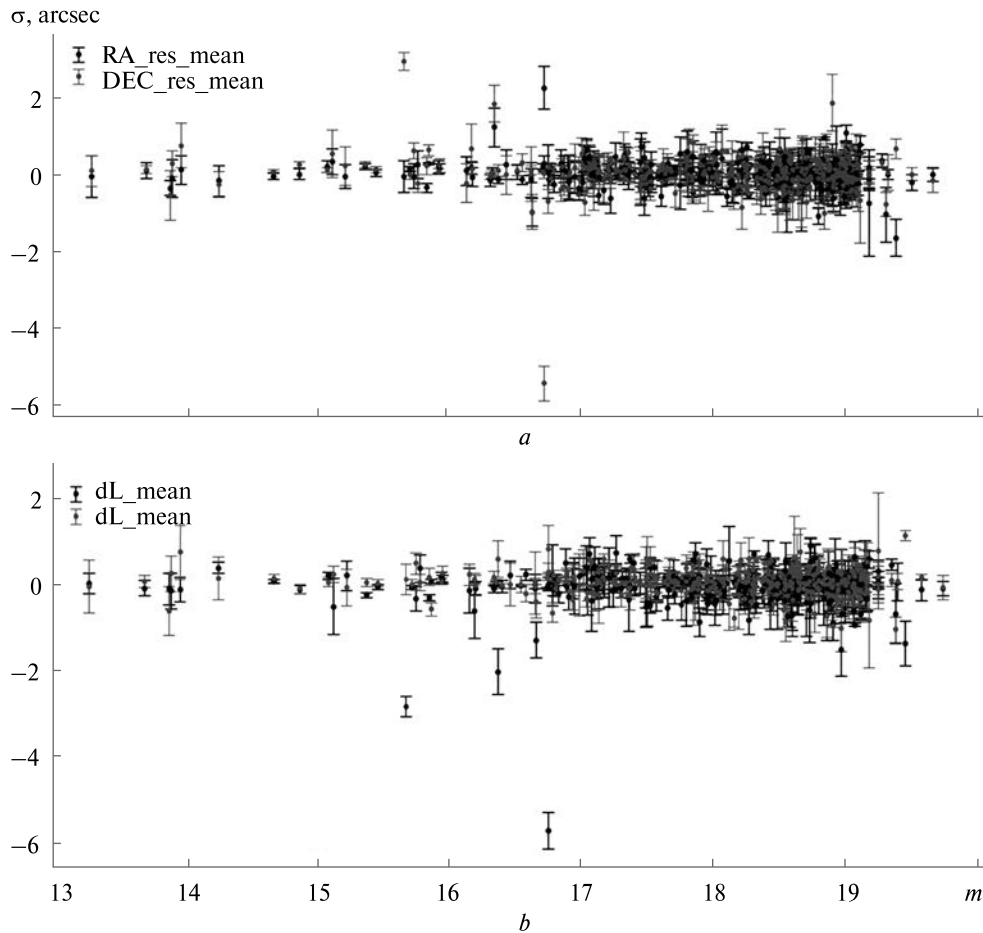


Figure 3. Dependence of the observation accuracy for the L18 facility in 2023—2024 on the apparent brightness of the observed NEOs: *a* — RA, Dec; *b* — along (dL) and cross (dN) track. The raw data from the NEODys-2 website were obtained and processed by the Analyzer pipeline from NOAP

apparent magnitude of the observed NEOs. Fig. 3 shows the dependence of the accuracy of observations on the apparent magnitude for the L18 facility in 2023—2024. The dots show the average error values for each session (the set of observations for one NEO per night) with error limits at the level of one root mean square.

For the majority of objects, there is a noticeable absence of a significant correlation between the brightness and the accuracy of positional observations. This is explained by the fact that the SNR for these observations, due to the use of the “shift-and-stack” technique and the peculiarities of the observation planning algorithms, remains almost at the same level.

The changes introduced had an even greater effect on the qualitative set of the observed NEOs. Table 1 shows the main statistics for the L18 facility, where the new observation planning algorithms were tested. The first column shows the statistics of observations before the introduction of automatic planning, the second — with the use of automatic planning, and the third — with the use of automatic planning and the new algorithms for selecting observed NEOs. It is clearly seen that a significant decrease in the brightness of the observed objects (highlighted in bold) leads to a decrease in the number of observed NEOs per night and the number of observations per session. The effect of brightness weakening itself is associated with the introduction of new planning algorithms al-

lowing a more correct selection of visible NEOs with low brightness and also with the fact that such objects usually have a higher priority.

CONCLUSION AND PLANS FOR THE FUTURE

The ability to plan NEO observations for several observatories (facilities) at once has significantly increased the speed of this process without reducing its quality. A new algorithm for selecting NEOs for observation has made it possible to increase the limiting magnitude of observed objects significantly.

Further work should be focused on the following:

- software code optimization;
- correction of errors that were detected during the use of NOAP;
- changing the algorithm for obtaining data from NEOCP;
- GUI (after the transition to “one-button planning” and changes to the configuration file format, this point has partially lost its relevance);
- Integration with the Analyzer for priorities calculations;
- Improvement of an adaptive algorithm for filtering the NEOs that can be observed with this telescope.

REFERENCES

1. Heinze A. N., Metchev S., Trollo J. (2015). Digital Tracking Observations can Discover Asteroids 10 Times Fainter than Conventional Searches. *Astron. J.*, **150**, 125. DOI: <https://doi.org/10.1088/0004-6256/150/4/125>.
2. Horizons System. URL: <https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/> (Last accessed: 10.10. 2024).
3. Kozhukhov O. M., Medina M. S. (2023). NOAP — Script Package for Planning and Analysis of NEO Observations. *Space Science and Technology*, **29**, № 6 (145), 80—90. DOI: <https://doi.org/10.15407/knit2023.06.080>.
4. Krisciunas K., Schaefer B. E. (1991). A Model of the Brightness of Moonlight. *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **103**, 1033—1039.
5. McLean I. (2008). *Electronic Imaging in Astronomy. Detectors and Instrumentation* (2 ed.). Berlin: Springer-Praxis.
6. NEODyS-2. URL: <https://newton.spacedys.com> (Last accessed: 11.10. 2024).
7. Parrot D. Tycho Tracker: A New Tool to Facilitate the Discovery and Recovery of Asteroids Using Synthetic Tracking and Modern GPU Hardware. URL: <https://drive.google.com/file/d/1ApjYChayGpL9Y9H85wQBjel3n9z0UT2B/view> (Last accessed: 15.09.2024).
8. Schroeder D. (1999). *Astronomical Optics (Second Edition)*. USA: Academic Press.
9. The NEO Confirmation Page. URL: https://minorplanetcenter.net/iau/NEO/toconfirm_tabular.html (Last accessed: 11.10.2024).
10. Wang B., Zhao H. B., Li B. (2017). Detection of Faint Asteroids Based on Image Shifting and Stacking Method. *Acta Astron. Sinica.*, **58**, 5, 95—107.
11. Yanagisawa T., Nakajima A., Kadota K., et al. (2005). Automatic Detection Algorithm for Small Moving Objects. *Pub. Astron. Soc. Jap.*, **57**, 399—408.
12. Zhai C., Shao M., Nemati B., et al. (2014). Detection of a Faint Fast-Moving Near-Earth Asteroid Using the Synthetic Tracking Technique. *Astrophys. J.*, **792**, 60. DOI: <https://doi.org/10.1088/0004-637X/792/1/60>.

Стаття надійшла до редакції 28.10.2024

Після доопрацювання 08.12.2024

Прийнято до друку 10.12.2024

Received 28.10.2024

Revised 08.12.2024

Accepted 10.12.2024

О. М. Кожухов, нач. відділу, канд. техн. наук
ORCIDID: <https://orcid.org/0000-0002-3858-9389>
T-mail: a.m.kozhukhov@gmail.com
М. С. Медіна, нач. лаб.

Національний центр управління та випробувань космічних засобів
вул. Князів Острозьких 8, Київ, Україна, 01010

NOAP PLANNER 0.6.5 — ОСОБЛИВОСТІ ПЛАНУВАННЯ СПОСТЕРЕЖЕНЬ НАВКОЛОЗЕМНИХ ОБ'ЄКТІВ ОДНІЄЮ КНОПКОЮ

Минулого року у даному журналі було представлено пакет Python-скриптів NOAP (NEO Observation Analyzer and Planner), призначений для автоматизованого планування та аналізу спостережень навколоземних об'єктів (NEO). За останній рік цей пакет зазнав істотних змін, зокрема було оновлено конвеєр планування. Основною метою оновлення було максимальне спрощення та автоматизація процесу планування спостережень, а також підвищення точності вибору об'єктів для спостереження. У даній статті висвітлюються головні зміни, внесені в конвеєр Planner, і обговорюються особливості автоматизованого планування спостережень NEO для телескопів з невеликою апертурою.

Було розроблено алгоритм для автоматизованої обробки даних з веб-сторінки сайту Центру малих планет NEOCP, що дозволяє виявляти нові об'єкти, які потребують підтвердження, значно швидше. Крім того, було створено адаптивний алгоритм фільтрації NEO з урахуванням швидкості їхнього видимого руху та передбачуваної яскравості. Це дає можливість покращити межу зіркової величини для більш повільних NEO та відхиляти об'єкти, які не можна спостерігати на даному телескопі через співвідношення «швидкість — яскравість».

У статті також обговорюється нова функція автоматизованого розрахунку ефемерид для швидких об'єктів, що дозволяє уникати втрати спостережень через занадто швидкий рух об'єкта через поле зору телескопа. Завдяки такому підходу, можливість помилки під час планування була мінімізована, а сама процедура стала доступною для одночасного планування спостережень для кількох обсерваторій.

Впровадження нових алгоритмів дозволило значно підвищити ефективність спостережень, особливо для об'єктів із низькою яскравістю. У дослідженні наведені приклади застосування нового планувальника для станції L18 та продемонстровано статистичні дані, що підтверджують зростання точності та якості спостережень.

Ключові слова: навколоземні об'єкти, оптичні спостереження.

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.077>
УДК 621.396.99

Ю. В. СТАСЄВ, проф. кафедри, д-р техн. наук, проф.

ORCID 0000-0002-3893-0313

E-mail: stasev543@gmail.com

Д. М. НЕПОКРИТОВ, доцент кафедри

ORCID 0000-0003-1752-8496

E-mail: ndn_ndn@ukr.net

М. В. ПАРХОМЕНКО, доцент кафедри, канд. техн. наук

ORCID 0000-0001-6062-7743

E-mail: maxpar76@gmail.com

С. Г. ШИЛО, доцент кафедри, канд. техн. наук, доцент

ORCID 0000-0001-5782-552X

E-mail: shilosg@i.ua

Харківський національний університет Повітряних Сил імені Івана Кожедуба
вул. Сумська 77/79, Харків, Україна, 61023

МЕТОД ЗАХИСТУ КОСМІЧНИХ СИСТЕМ ЗВ'ЯЗКУ ТА КЕРУВАННЯ НА ОСНОВІ ДИНАМІЧНОЇ ЗМІНИ ФОРМ СКЛАДНИХ СИГНАЛІВ

Досвід експлуатації космічних систем показує, що їхня ефективність суттєво залежить від якості функціонування системи зв'язку та керування космічним апаратом. Враховуючи, що космічні системи зв'язку та керування доступні для зловмисників, у таких системах реалізовано захист переданих команд та повідомлень з використанням криптографічних перетворень інформації та спеціальної апаратури. Реалізовані в таких системах алгоритми забезпечують пасивний захист системи керування космічним апаратом, при якому апаратура керування відмовляє в обробці команд при наявності потужних перешкод. Впровадження ефективних заходів стає ключовою складовою стратегій захисту космічних систем зв'язку та керування, оскільки технологічні можливості для атак на космічний апарат через радіоканал постійно розвиваються та стають все складнішими. Захист від потужних навмисних перешкод в таких системах здійснюється з використанням сигналів з частотною надмірністю. У статті розглядається метод динамічної зміни форм сигналів, який дозволяє забезпечити безпеку інформації на фізичному рівні. Виконується аналіз перешкодозахисту та імітостійкості космічних систем зв'язку та керування при використанні різних систем складних сигналів. Проаналізовано ансамблеві характеристики систем складних сигналів. Наведено результати досліджень імітостійкості при використанні різних систем сигналів. Визначено, що при реалізації динамічного режиму функціонування досягається вииграш у порівнянні з традиційними алгоритмами захисту космічних систем зв'язку та керування. Сформульовано умови практичної реалізації динамічного режиму функціонування космічних систем зв'язку та керування. Запропоновані системи сигналів, які дозволяють вирішити проблему безпеки передачі інформації в космічних системах зв'язку та керування на фізичному рівні.

Ключові слова: космічні системи зв'язку та керування, перешкодозахист, імітостійкість, сигнали з частотною надмірністю.

Цитування: Стасєв Ю. В., Непокритов Д. М., Пархоменко М. В., Шило С. Г. Метод захисту космічних систем зв'язку та керування на основі динамічної зміни форм складних сигналів. *Космічна наука і технологія*. 2025. **31**, № 1 (152). С. 77—85. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.077>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

ВСТУП

Постановка проблеми. Створення та застосування різноманітних космічних систем є перспективним напрямком практичного використання космічного простору. На сьогодні створені та успішно експлуатуються сотні різноманітних космічних систем військового та цивільного призначення [1—3, 12, 13, 15, 21—23, 25—27]. Рішення проблеми безпеки інформації, яка передається в космічних системах зв'язку та керування пов'язують з рішенням проблеми перешкодозахисту та імітостійкості [4—6, 12—15, 19]. Численні дослідження показують, що в теперішній час ці проблеми вирішуються окремо. Проблема перешкодозахисту розв'язується за рахунок енергетичних ресурсів космічних систем зв'язку та керування або за рахунок застосування на фізичному рівні сигналів з частотною надмірністю [13, 15, 19]. Потрібна імітостійкість забезпечується за допомогою перетворення дискретної інформації з використанням криптографічних перетворень інформації та спеціальної апаратури [4—6, 8, 11].

До теперішнього часу створено і успішно функціонує ряд космічних систем зв'язку та керування зі складними сигналами [2, 12—15, 21]. У цих системах для розширення спектру застосовуються сигнали з псевдовипадковою перебудовою робочою частотою (ППРЧ) [14], лінійні рекурентні послідовності максимальної довжини (ЛРПМ) [14], лінійні рекурентні послідовності з трирівневою функцією кореляції (ЛРПТ) [14] або сегменти цих послідовностей [10, 16, 24]. Однак ці послідовності мають незадовільні ансамблеві та структурні характеристики [14], що не дозволяє вирішити проблему безпеки інформації на фізичному рівні.

АНАЛІЗ ОСТАННІХ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

В роботах [6, 8, 18] розглядаються методи захисту інформації на основі криптографічних перетворень інформації та відмови від прийому і обробки пакету інформації у випадку виявлення помилок у повідомленні. Такий підхід не є можливим для національних систем керування космічними апаратами, які працюють в умовах

жорсткого ліміту часу на передачу та прийом інформації.

У роботі [4] запропоновано метод динамічної зміни форм сигналів та визначено умови практичної реалізації цього методу, проте методики оцінки перешкодозахисту та імітостійкості космічних систем зв'язку та керування на фізичному рівні не наведено.

У роботах [5, 20] розроблено рекомендації з побудови систем керування літальними апаратами. В роботі [14] проведено аналіз властивостей дискретних сигналів для перешкодозахищених систем зв'язку та керування.

Розроблені в [4, 5, 20] рекомендації дозволяють оцінити граничні значення перешкодозахисту, імітостійкості та скритності в космічних системах зв'язку та керування без урахування енергетичних характеристик радіоліній.

Аналіз проведених досліджень показав, що на теперішній час відсутні методи оцінки безпеки інформації космічних системах зв'язку та керування на фізичному рівні.

Мета статті. Обґрунтування методу захисту інформації в космічних системах зв'язку та керування на фізичному рівні.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

Рішення проблеми безпеки передачі інформації в космічних системах зв'язку та керування пов'язують з рішенням проблеми забезпечення перешкодозахищеності та імітостійкості. У роботі [5] сформульовано основні задачі системи та апаратури захисту інформації в космічних системах зв'язку та керування:

- забезпечення достовірності та цілісності переданої командно-програмної інформації,
- забезпечення конфіденційності даних та командно-програмної інформації,
- забезпечення ідентифікації та автентифікації об'єктів та суб'єктів процесу керування в системах керування космічними апаратами,
- захист від несанкціонованого доступу до системи керування космічними апаратами,
- забезпечення юридичної відповідальності користувачів за сформовані, передані, прийняті та виконані команди,
- керування спеціальними даними.

Ефективність функціонування космічних систем зв'язку та керування, як показали дослідження, багато в чому залежить від її завадо- та перешкодозахищеності, скритності та спроможності протистояти від несанкціонованого доступу до системи керування. Як правило, космічні системи зв'язку та керування функціонують в умовах впливу як природних, так і потужних навмисних перешкод [3, 7, 17].

Для забезпечення стійкості роботи космічних систем зв'язку та керування в цих умовах необхідно прийняти цілий комплекс заходів, спрямованих на досягнення необхідних значень імітостійкості каналу зв'язку, а також забезпечити необхідний доступ інформації та команд керування об'єктами, які передані по каналу зв'язку, що запобігає витоку інформації і обмежує доступ до енергетичних ресурсів радіолінії. Ефективність функціонування космічних систем зв'язку та керування визначається багатьма факторами, зокрема [12, 20]:

- здатністю протистояти природнім і навмисним перешкодам,
- здатністю забезпечити високу структурну скритність сигналів,
- забезпеченням високої пропускну здатності,
- забезпеченням скритності радіолінії керування космічним апаратом,
- забезпеченням ефективного перекриття каналів витоку інформації.

Застосуванням цих заходів в комплексі можливо досягти стійкої роботи системи зв'язку та керування космічним апаратом. Однак в такій концепції захисту інформації, як показали дослідження [4–6, 18, 20], не реалізуються потенціальні можливості захисту космічних систем зв'язку та керування, які досягаються за рахунок динамічної передачі сигналів, при якій відповідність «інформаційний символ сигнал-переносник» змінюється в часі по псевдовипадковому закону.

Реалізація режиму динамічної передачі сигналів дозволяє на фізичному рівні вирішити проблему захисту від несанкціонованого доступу до каналу, а також забезпечує приховування змісту переданих повідомлень.

У нашій роботі [4] було розроблено теоретичні основи побудови та реалізації режиму динамічної передачі сигналів у космічних системах зв'язку та керування. На основі сформульованих теоретичних положень були розроблені технічні рішення щодо забезпечення безпеки інформації в космічних системах зв'язку та керування [5, 14]. В основу розроблених технічних рішень покладено обґрунтовані вимоги до апаратури імітозахисту і запропоновано структуру команд [6].

Аналіз особливостей функціонування космічних систем зв'язку та керування [4, 5, 14], а також врахування перерахованих вище факторів показує, що найповніше забезпечує ефективність функціонування такий протокол обміну даними:

$$P = \{S_k, B_n, K_n\}, \quad (1)$$

де S_k — процес синхронізації кореспондентів за частотою та затримкою, B_n — процес встановлення автентичності та повноважень кореспондентів, K_n — процес передачі команд і спеціальних радіоданих.

Зупинимось детальніше на несанкціонованому доступі до радіолінії керування космічним апаратом. Аналіз особливостей функціонування радіолінії керування космічним апаратом [5] показує, що можливість несанкціонованого доступу залежить, з одного боку, від здатності зловмисника нав'язати захищену команду, а з іншого боку — нав'язати складні сигнали.

Кількісно стійкість системи керування щодо несанкціонованого доступу до радіолінії керування космічним апаратом можна обчислити з використанням виразу [14]

$$I = P_{\text{нав.ком}} P_{\text{нав.сигн}}, \quad (2)$$

де $P_{\text{нав.ком}}$ — ймовірність нав'язування хибної команди, $P_{\text{нав.сигн}}$ — ймовірність нав'язування помилкового сигналу.

Відзначимо, що $P_{\text{нав.ком}}$ визначає несанкціонований доступ до радіолінії керування космічним апаратом на дискретному рівні і залежить від алгоритмів формування дискретних захищених команд. $P_{\text{нав.сигн}}$ визначає несанкціонований доступ до радіолінії керування і зв'язку на фізичному рівні і залежить від особливостей функціонування радіолінії, системи використання сигналів, енергетичних характеристик.

Зупинимось детальніше на несанкціонованому доступі до радіолінії керування на фізичному рівні. Наведений аналіз показує, що ймовірність нав'язування команди визначається виразом [14]

$$P_{\text{нав.ком}} = P_{\text{нав.інф.бл}} P_{\text{нав.нд}}, \quad (3)$$

де $P_{\text{нав.інф.бл}}$ — ймовірність нав'язування стандартного інформаційного блоку довжиною m біт, $P_{\text{нав.нд}}$ — ймовірність можливості здійснювати нав'язування хибних команд зловмисником.

Ймовірність нав'язування інформаційного блоку залежить від його довжини і визначається виразом [6]:

$$P_{\text{нав.інф.бл}} = 2^{-m}, \quad (4)$$

де m — довжина стандартного інформаційного блоку, який використовується в радіолінії керування.

Оцінимо несанкціонований доступ до радіолінії керування космічним апаратом в умовах впливу зловмисника на систему. Спочатку розглянемо випадок, коли інформаційним символам відповідають одні і ті ж форми складних сигналів. Тоді несанкціонований доступ радіолінії керування безпілотним літальним апаратом залежить від енергетичних співвідношень сигналів і перешкод; від взаємного розташування радіопередавальних і радіоприймальних пристроїв; від характеристик антенних систем; чутливості прийомних пристроїв; від умов поширення електромагнітних хвиль; від видів випромінювання і способів обробки сигналів; від робочої частоти і бази сигналів. Якість функціонування таких систем залежить від можливостей зловмисника формувати структурні та імітаційні перешкоди.

З огляду на той факт, що форми складних сигналів, які використовуються для передачі інформаційних символів, не змінюються в часі, зловмисник має реальну можливість сформувати структурну перешкоду, максимально корельовану з корисним сигналом. Це призводить до зниження відношення енергії сигналу E_c до спектральної щільності перешкоди N_0 , що визначається співвідношенням

$$\frac{E_c}{N_0} = \frac{P_c}{P_n} \cdot T_c \cdot \Delta F_c (1 - R_{\sigma \max}), \quad (5)$$

де T_c — тривалість сигналу, ΔF_c — ширина спектра сигналу, $R_{\sigma \max}$ — рівень бічних пелюсток функції взаємної кореляції корисного і перешкоджаючих сигналів.

При оцінці перешкодозахищеності радіолінії керування космічним апаратом необхідно розглядати два режими роботи: режим виявлення (синхронізації) і режим розрізнення складних сигналів.

Режим виявлення складних сигналів характеризується ймовірністю хибної тривоги $P_{\text{хт}}$ й ймовірністю пропуску сигналу $P_{\text{пр}}$. Число інтервалів невизначеності при пошуку дорівнює N , запишемо вираз, що зв'яже ймовірності $P_{\text{хт}}$ й $P_{\text{пр}}$ з енергетичними характеристиками сигналу [15]:

$$P_{\text{пр}} = \Phi \left(\sqrt{\frac{E_c}{N_0}} - \sqrt{2 \ln \frac{N}{P_{\text{хт}}}} \right), \quad (6)$$

де $\Phi(x)$ — інтеграл ймовірності, E_c / N_0 — відношення енергії сигналу до спектральної потужності перешкоди.

Вираз (6) враховує випадок, коли фаза сигналу точно відома. Очевидно, що при наявності невизначеності по фазі ймовірність виявлення погіршується, і це можна розглядати як втрати енергії сигналу. У роботі [14] показано, що для сигналу з випадковою фазою необхідне відношення E_c / N_0 при заданих $P_{\text{хт}}$ і $P_{\text{пр}}$ визначається виразом

$$\frac{E_c}{N_0} = \left[\sqrt{\ln \frac{N}{P_{\text{хт}}}} + \sqrt{\ln \frac{1}{P_{\text{пр}}} - 1.4} \right]^2, \quad (7)$$

У режимі розрізнення складних сигналів якість розрізнення сигналів характеризується ймовірністю помилки $P_{\text{пом}}$ й визначається співвідношенням [9, 14]

$$P_{\text{пом}} = 1 - \Phi \left(\sqrt{\frac{2E_c}{N_0}} \right) \quad (8)$$

при когерентній обробці сигналу та

$$P_{\text{пом}} = 0.5 \exp[-E_c / (2N_0)] \quad (9)$$

при некогерентній обробці сигналу.

Вирази (6)–(9) дозволяють оцінити перешкодозахищеність космічних систем зв'язку та керування при впливі загороджувальних і зосереджених по спектру перешкод. Водночас аналіз особливостей функціонування космічних

систем зв'язку та керування показує, що поряд із загороджувальними й зосередженими по спектрі перешкодами на радіолінії можуть впливати потужні структурні перешкоди. У цьому випадку перешкодозахищеність системи зв'язку й керування залежить від взаємної кореляції корисного сигналу та завади, а ймовірність прийому хибного сигналу з урахуванням дії в радіоканалі шуму і сигналів-перешкод запишеться у вигляді [14, 20]

$$P_x = P_{\pi}(P_m + P_c) + (1 - P_{\pi})P_{\text{пом}}, \quad (10)$$

де P_{π} — апіорна ймовірність потрапляння сигналу-перешкоди в розрізнений у даний момент часу частотний діапазон, P_m — умовна ймовірність прийому хибного сигналу при дії на вимисної перешкоди в каналі, де сигнал відсутній, P_c — умовна ймовірність перейменування сигналу при дії на нього сигналу перешкоди та шуму, $P_{\text{пом}}$ — ймовірність помилки через дію шуму.

Оцінимо імітостійкість і скритність системи зв'язку й керування при використанні квазіоптимальних, складних і похідних квазіортогональних систем сигналів, вважаючи, що в системі зв'язку й керування реалізується динамічний режим «швидкий код», причому зміна форм складових сигналів здійснюється через інтервали часу, які дорівнюють тривалості сигналу.

У табл. 1 наведені результати досліджень порівняльного аналізу ймовірності імітації сигналу в системі зв'язку й керування при використанні традиційних ЛРПМ, ЛРПТ, квазіортогональних [10, 16, 24] та синтезованих авторами похідних квазіортогональних і складових систем сигналів [14]. Аналіз табл. 1 показує, що синтезовані системи сигналів дозволяють забезпечити імітостійкість системи зв'язку й керування на фізичному рівні. Не менш важливою характеристикою системи зв'язку й керування є ймовірність нав'язування одержувачу хибної інформації.

У табл. 2 наведені значення ймовірності нав'язування і-біт хибної інформації при $L = 256$.

Аналіз табл. 1 та табл. 2 дозволяє зробити висновок, що реалізація в системі зв'язку й керування динамічного режиму і використання синтезованих систем сигналів дозволяє на фізичному рівні розв'язувати задачу імітостійкості і перешкодозахищеності.

При практичній реалізації динамічного режиму функціонування забезпечити наведені в таблицях значення можливо тільки при виконанні умов [4]:

- ймовірність передачі сигналу не повинна залежати від передавальних інформаційних символів і переданих раніше сигналів;

Таблиця 1. Порівняльний аналіз ймовірності імітації складового сигналу при реалізації динамічного режиму

Системи сигналів	127	255	511	1 023
ЛРПМ	$4.3 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-5}$
ЛРПТ	$6.2 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^{-6}$	$9.6 \cdot 10^{-7}$
Квазіортогональні системи сигналів	$9.2 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$3.5 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-8}$
Похідні квазіортогональні сигнали	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$4.6 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$1.6 \cdot 10^{-9}$
Складні системи сигналів	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$4.3 \cdot 10^{-7}$	$3.9 \cdot 10^{-8}$	$1.4 \cdot 10^{-9}$

Таблиця 2. Ймовірність нав'язування і-біт хибної інформації

Системи сигналів	1	2	3	4	5	6
ЛРПМ	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$6.2 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-11}$	$3.9 \cdot 10^{-15}$	$9.8 \cdot 10^{-19}$	$2.4 \cdot 10^{-22}$
ЛРПТ	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-8}$	$1.6 \cdot 10^{-11}$	$3.9 \cdot 10^{-15}$	$9.8 \cdot 10^{-19}$	$2.4 \cdot 10^{-22}$
Квазіортогональні системи сигналів	$9.2 \cdot 10^{-6}$	$9.2 \cdot 10^{-11}$	$8.8 \cdot 10^{-16}$	$8.6 \cdot 10^{-21}$	$8.2 \cdot 10^{-26}$	$7.8 \cdot 10^{-31}$
Похідні квазіортогональні сигнали	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$6.2 \cdot 10^{-12}$	$1.6 \cdot 10^{-17}$	$3.9 \cdot 10^{-23}$	$9.8 \cdot 10^{-29}$	$2.4 \cdot 10^{-34}$
Складні системи сигналів	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$6.7 \cdot 10^{-12}$	$1.8 \cdot 10^{-17}$	$4.6 \cdot 10^{-23}$	$1.2 \cdot 10^{-28}$	$3.1 \cdot 10^{-34}$

- розмір ансамблю використовуваних сигналів повинен задовольняти вимогу з іміто- і перешкодозахищеності;
- стійкість керівної множини, яка задає динамічний режим функціонування, не повинна знижуватися у випадках, коли зловмисникам відомий засіб реалізації динамічного режиму;
- надлишковість, що міститься в інформації про множину, яка задає динамічний режим функціонування, повинна бути мінімальною.

ВИСНОВКИ

Аналіз властивостей складових систем сигналів показав, що вищі значення перешкодозахищеності, імітостійкості та скритності космічних систем зв'язку та керування досягаються при використанні сегментів похідних систем сигналів.

Імовірність нав'язування хибного сигналу залежить від енергетичних співвідношень сигналу та завади і ступеня їхньої кореляції. Отже, перешкодозахищеність та імітостійкість космічних систем зв'язку та керування досягається за рахунок використання слабкорельованих систем сигналів, які мають розширений ансамбль сигналів та невизначеності для зловмисника конкретної форми сигналу.

Таким чином, розв'язання задачі підвищення перешкодозахищеності та імітостійкості космічних систем зв'язку та керування на фізичному рівні досягається використанням сигналів з поліпшеними ансамблевими, кореляційними, структурними характеристиками і застосуванням алгоритмів динамічної зміни сигнальних конструкцій.

ЛІТЕРАТУРА

1. Александров С., Туров Д. Перспективные системы и средства радиосвязи тактического звена управления ВС США. *Зарубежное военное обозрение*. 2018. № 11. С. 42—48. URL: http://pentagonus.ru/publ/perspektivnye_sistemy_i_sredstva_radiosvjazi_takticheskogo_zvena_upravlenija_vs_ssha_2018/11-1-0-2868 (дата звернення: 26.08.24).
2. Бабак В. П., Конін В. В., Харченко В. П. *Супутникова радіонавігація*. К.: Техніка, 2004. 328 с.
3. Білий О. А., Шолудько В. Г., Малих В. В., Гай Ю. І. Перспективи розвитку системи супутникового зв'язку ЗС України. *Зб. наук. праць ВІТІ*. 2018. Вип. 2. С. 6—15.
4. Горбенко И. Д., Стасев Ю. В. Безопасность информации в космических системах связи и управления. *Космична наука і технологія*. 1996. 2, № 5/6. С. 64—68.
5. Горбенко И. Д., Стасев Ю. В., Потій А. В., Ткачев А. М. Предложения по обеспечению безопасности информации в единой спутниковой системе передачи информации. *Космична наука і технологія*. 1998. 4, № 5/6. С. 62—66.
6. Горбенко И. Д. *Криптографічний захист інформації*: монографія. Харків: ХНУРЕ, 2016. 356 с.
7. Горностаев Ю. М., Соколов В. В., Невдяев Л. М. *Перспективные спутниковые системы связи*. М.: Изд-во Горячая линия - Телеком, 2000. 132 с.
8. Гришук Р. В., Даник Ю. Г. Синергія інформаційних та кібернетичних дій. *Тр. ун-ту*. 2014. № 6 (127). С. 132—143.
9. Жук А. П., Орел Д. В. Об оценке помехозащищенности спутниковых радионавигационных систем. *Инфокоммуникационные технологии*. 2012. С. 83—88.
10. Замула А. А. Ансамблевые свойства характеристических дискретных сигналов. *Системы обработки інформації*. 2013. № 8 (115). С. 213—216.
11. Коркішко Т. А., Мельник А. О., Мельник В. А. *Захист інформації в комп'ютерних і телекомунікаційних мережах. Алгоритми та процеси симетричного блокового шифрування*. Львів: БАК, 2003. 168 с.
12. Лаврич Ю. М., Бистров М. І., Присяжний В. І., Пясковський Д. В. Реалізація технології подвійного використання засобів контролю космічного простору. *Космична наука і технологія*. 2023. 29, № 4. С. 127—140.
13. Макаренко С. И. Использование космического пространства в военных целях. *Системы управления, связи и безопасности*. 2016. № 4. С. 181.
14. Науменко М. І., Стасев Ю. В., Кузнецов О. О., Євсєєв С. П. *Теорія сигнально-кодкових конструкцій*: монографія. Харків: ХУПС, 2008. 541 с.
15. Ніколаєнко Б. А., Пелешок Є. В. *Сучасні супутникові системи зв'язку*. Київ: ІСЗІ КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2022. 146 с.
16. Приходько С. І., Гусєв С. А., Зубенко В. А. Розробка каскадних кодкових конструкцій з покращеними властивостями. *Системы обработки інформації*. 2011. № 2 (92). С. 119—128.

17. Руденко В. І., Зінченко М. О., Яковчук О. В., Лазута Р. Р. Модель системи супутникового зв'язку та передачі даних спеціального призначення. *Modern Inform. Technologies in the Sphere of Security and Defence*. 2024. 1(49). С. 45—58.
18. Семко В. В., Бурячок В. Л., Толюпа С. В., Складанний П. М. Модель управління захистом інформації в інформаційно-телекомунікаційній системі. *Вісник Нац. ун-ту «Львівська політехніка». Сер. Радіоелектроніка та телекомунікації*. 2015. 818. С. 151—155.
19. Смірнов А. А., Сай В. Н., Коваленко А. В. Аналіз перспективних напрямів в удосконаленні радіо систем управління та зв'язку з можливістю множинного доступу. *Системи озброєння і військова техніка*. 2012. № 3 (31). С. 218—226.
20. Стасєв Ю. В., Серов С. С., Дядюн В. О. Умови побудови радіолінії управління безпілотним літальним апаратом в умовах радіоелектронної протидії. *Системи озброєння і військова техніка*. 2018. № 3 (55). С. 95—99. <https://doi.org/10.30748/soivt.2018.55.13>.
21. Agency leads NATO team in tough cyber exercise. URL: <https://www.ncia.nato.int/NewsRoom/Pages/20190408-Lock-Shields.aspx> (дата звернення: 26.08.24).
22. ETSI TS 125 211 v. 7.2.0 (2007-05). Universal Mobile Telecommunications System (UMTS). Physical channels and mapping of transport channels onto physical channels (FDD). 3GPP TS 25.211 version 7.2.0 Release 7. Route des Lucioles, European Telecommunications Standards Institute, 2007. 55 p. URL: https://www.etsi.org/deliver/etsi_ts/125200_125299/125211/07.02.00_60/ts_125211v070200p.pdf (дата звернення: 26.08.24).
23. Fritz D. A., Doshi B. T., Oak A. C., Jones S. D., Burbank J. L., Miller H. L., Oetting J. D., Collins R. M., Gonzalez L. A., Nichols R. A. Military satellite communications: space-based communications for the global information grid. *Johns Hopkins APL technical digest*. 2006. 27. No. 1. P. 32—40.
24. Karpenko O., Kuznetsov A., Sai V., Stasev Yu. Discrete Signals with Multi-Level Correlation Function. *Telecommunications and Radio Engineering*. 2012. No. 1(71). P. 91—98.
25. Kumar R., Taggart D., Monzingo R., Goo G. Wideband gapfiller satellite (WGS) system. *IEEE Aerospace Conf.*, Big Sky, MT, USA, 2005. P. 1410—1417. doi: 10.1109/AERO.2005.1559431.
26. Rice M., Giles T., Wong V., Shakeel I., Mein D. Ground Mobile WGS Satcom for Disadvantaged Terminals. *J. Battlefield Technology*. 2009. 13 (1). P. 13—19.
27. WGS 1, 2, 3 (WGS Block I). Gunter's Space Page, 2023. URL: https://space.skyrocket.de/doc_sdat/wgs-11.htm (дата звернення: 26.08.24).

REFERENCES

1. Aleksandrov S., Turov D. (2018). Advanced systems and means of radio communication tactical management of the US armed forces. *Foreign military review*, No. 11, 42—48. URL: http://pentagonus.ru/publ/perspektivnye_sistemy_i_sredstva_radiosvjazi_takticheskogo_zvena_upravlenija_vs_ssha_2018/11-1-0-2868 (Last accessed: 26.08.24) [in Russian].
2. Babak V. P., Konin V. V., Kharchenko. V. P. (2004). *Sputnikova radionavigation*. Kyiv: Tekhnika, 328 p. [in Ukrainian].
3. Biliy O. A., Sholudko V. G., Malikh V. V., Gai Yu. I. (2018). Prospects for the development of the satellite communication system of the Ukrainian satellite system. *Collection of scientific works MITI*, No. 2, 6—15 [in Ukrainian].
4. Horbenko Y. D., Stasev Yu. V. (1996). Security in Space Communication and Control Systems. *Space Science and Technology*, 2, № 5/6, 64—68 [in Russian].
5. Horbenko Y. D., Stasev Yu. V., Potij A. V., Tkachev A. M. (1998). Proposals for ensuring the security of information in a single satellite information transmission system. *Space Science and Technology*, 4, № 5/6, 62—66 [in Russian].
6. Horbenko I. D. (2016). *Cryptographic protection of information*: monograph. Kharkiv: Kharkiv Nat. Univ. of Radioelectronics, 356 p. [in Ukrainian].
7. Gornostaev Yu. M., Sokolov V. V., Nevdyayev L. M. (2000). *Perspective satellite communication systems*. M.: Publ. house Hot line, 132 p. [in Russian].
8. Grischuk R. V., Danik Yu. G. (2014). Synergy of information and cybernetic activities. *Proc. Univ.*, No. 6 (127), 132—143 [in Ukrainian].
9. Zhuk A. P., Orel D. V. (2012). On the assessment of noise immunity of satellite radionavigation systems. *Infocommunication technologies*, No. 2 (10), 83—88 [in Russian].
10. Zamula A. A. (2013). Ensemble properties of characteristic discrete signals. *Scientific and technical J. Inform. processing systems*, No. 8 (115), 213—216 [in Russian].
11. Korkishko T. A., Mel'nyk A. O., Mel'nyk V. A. (2003). *Information Protection in Computer and Telecommunication Networks: Algorithms and Processors of Symmetric Block Encryption*. L'viv: BAK, 168 p. [in Ukrainian].
12. Lavrich Yu. M., Bistrov M. I., Prisyazhny V. I., Pyaskovsky D. V. (2023). Implementation of the technology of underground vibration control of space control. *Space Science and Technology*, 29, No. 4, 127—140 [in Ukrainian].

13. Makarenko S. I. (2016). Use of outer space for military purposes. *Control, communications and security systems*, No. 4, 181 [in Russian].
14. Naumenko M. I., Stasiev Yu. V., Kuznetsov O. O., Yevsieiev S. P. (2008). *Theory of signal-code constructions*: monograph. Kharkiv: Ivan Kozhedub Kharkiv National Air Force University, 541 p. [in Ukrainian].
15. Nikolaenko B. A., Peleshok E. V. (2022). *Current satellite systems communication*: Kyiv: ISZZI KPI im. Igor Sikorsky, 146 p. [in Ukrainian].
16. Prikhodko S. I., Gusev S. A., Zubenko V. A. (2011). Development of cascading code structures with reduced authorities. *Inform. processing systems*, No. 2(92), 119–128 [in Russian].
17. Rudenko V. I., Zinchenko M. O., Yakovchuk O. V., Lazut R. R. (2024). Model of a system for satellite communication and transmission of data for special purposes. *Modern Inform. Technologies in the Sphere of Security and Defense*, No. 1(49), 45–58 [in Ukrainian].
18. Semko V. V., Buryachok V. L., Tolyupa S. V., Folded P. M. (2015). Model for managing the security of information in the information and telecommunications system. *Bull. Nat. Univ. "Lvivska Pol". Ser.: Radioelectronics and telecommunications*, No. 818, 151–155 [in Ukrainian].
19. Smirnov A. A., Sai V. N., Kovalenko A. V. (2012). Analysis of promising directions in advanced radio control systems and connection with the possibility of multiple access. *Armorsystems and military equipment*, No. 3 (31), 218–226 [in Ukrainian].
20. Stasiev Yu. V., Sierov S. S., Diadiun V. O. (2018). Conditions for constructing a radio control line for an unmanned aerial vehicle in conditions of electronic countermeasures. *Armorsystems and military equipment*, No. 3 (55), 95–99 [in Ukrainian].
21. Agency leads NATO team in tough cyber exercise. URL: <https://www.ncia.nato.int/NewsRoom/Pages/20190408-Lock-Shields.aspx> (Last accessed: 26.08.24).
22. ETSI TS 125 211 v. 7.2.0 (2007-05). Universal Mobile Telecommunications System (UMTS). Physical channels and mapping of transport channels onto physical channels (FDD). 3GPP TS 25.211 version 7.2.0 Release 7. Route des Lucioles, European Telecommunications Standards Institute, 2007. 55 p. URL: https://www.etsi.org/deliver/etsi_ts/125200_125299/125211/07.02.00_60/ts_125211v070200p.pdf (Last accessed: 26.08.24).
23. Fritz D. A., Doshi B. T., Oak A. C., Jones S. D., Burbank J. L., Miller H. L., Oetting J. D., Collins R. M., Gonzalez L. A., Nichols R. A. (2006). Military satellite communications: space-based communications for the global information grid. *Johns Hopkins APL technical digest*, 27, No. 1, 32–40.
24. Karpenko O., Kusnetsov A., Saj V., Stasiev Yu. (2012). Discrete Signals with Multi-Level Correlation Function. *Telecommunications and Radio Engineering*, No. 1(71), 91–98.
25. Kumar R., Taggart D., Monzingo R., Goo G. (2005). Wideband gapfiller satellite (WGS) system. *IEEE Aerospace Conf.*, Big Sky, MT, USA, 1410–1417. doi: 10.1109/AERO.2005.1559431.
26. Rice M., Giles T., Wong V., Shakeel I., Mein D. (2009). Ground Mobile WGS Satcom for Disadvantaged Terminals. *J. Battlefield Technol.*, 13, No. 1, 13–19.
27. WGS 1, 2, 3 (WGS Block I). Gunter's Space Page, 2023. URL: https://space.skyrocket.de/doc_sdat/wgs-11.htm (Last accessed: 26.08.24).

Стаття надійшла до редакції 26.08.2024

Після доопрацювання 25.11.2024

Прийнято до друку 25.11.2024

Received 26.08.2024

Revised 25.11.2024

Accepted 25.11.2024

Y. Stasiev, Doctor of Technical Sciences, Prof., Prof. of Department

<https://orcid.org/0000-0002-3893-0313>

D. Nepokrytov, Associate Professor

<https://orcid.org/0000-0003-1752-8496>

M. Parkhomenko, Candidate of Engineering Sciences (Ph. D.), Associate Professor

<https://orcid.org/0000-0001-6062-7743>

S. Shylo, Candidate of Engineering Sciences (Ph. D.), Docent, Associate Professor

<https://orcid.org/0000-0001-5782-552X>

Ivan Kozhedub Kharkiv National Air Force University

77/79 Sumska Str., Kharkiv, 61023 Ukraine

A METHOD FOR PROTECTING SPACE COMMUNICATION AND CONTROL SYSTEMS BASED ON DYNAMIC CHANGE OF COMPLEX SIGNAL SHAPES

The experience of operating space systems shows that the effectiveness of such systems significantly depends on the quality of the spacecraft communication and control system. Given that space communication and control systems are accessible to intruders, such systems protect transmitted commands and messages using cryptographic information transformations and special equipment. The algorithms implemented in such systems provide passive protection of the spacecraft control system, where the control equipment refuses to process commands in the presence of powerful interference. Implementation of effective measures is becoming a key component of strategies to protect space communication and control systems, as technological capabilities for attacks on a spacecraft via a radio channel are constantly evolving and becoming more complex. Protection against powerful intentional interference in such systems is carried out using signals with frequency redundancy. The article discusses the method of dynamic change of signal shapes, which enhances the security of information at the physical level. The analysis of interference protection and imitation resistance of space communication and control systems using various systems of complex signals is carried out. The ensemble characteristics of complex signal systems are analyzed. The results of studies of imitation resistance when using different signal systems are presented. It is determined that the implementation of the dynamic mode of operation achieves a gain in comparison with traditional algorithms for protecting space communication and control systems. The conditions for the practical implementation of the dynamic mode of operation of space communication and control systems are formulated. Signal systems are proposed that can provide the solution to the problem of security of information transmission in space communication and control systems at the physical level.

Keywords: space communication and control systems, interference protection, imitation resistance, signals with frequency redundancy.

ПАМ'ЯТКА ДЛЯ АВТОРІВ

ЖУРНАЛ «КОСМІЧНА НАУКА І ТЕХНОЛОГІЯ» є визнаним науково-практичним загальноакадемічним виданням в Україні, що висвітлює найширші аспекти космічної діяльності у державі та за кордоном. Журнал розрахований на фахівців у галузі космічної науки і техніки, на тих, хто займається використанням космічних технологій в різних галузях народного господарства, а також на закордонних читачів, які бажають ознайомитися з досягненнями космічної галузі України. У журналі публікуються оглядові та оригінальні статті з різних розділів космічної науки, техніки та технології: історичні, соціальні та організаційні аспекти проблеми дослідження космосу; космічні носії та апарати; системи керування космічними носіями та апаратами; космічний зв'язок та інформаційні системи; дослідження Землі з космосу; космічна фізика (навколоземний космічний простір); космічна астрономія та астрофізика; хімічні, фізичні та біологічні процеси в космосі; космічні конструкції, споруди та матеріали, а також різні повідомлення, звіти та рекламні матеріали.

Авторами та читачами журналу є видні діячі та спеціалісти космічної промисловості, вчені-теоретики та практики, що працюють у галузях космічної фізики, хімії, астрономії, матеріалознавства, машинобудування, навігації, біології тощо. Журнал корисний для науковців, інженерів, аспірантів та студентів вишів, його включено до переліку наукових фахових видань, у яких можуть публікуватися основні результати дисертаційних робіт з фізико-математичних та технічних наук. Редколегія спрямовує зусилля на підвищення рівня висвітлення результатів робіт українських вчених і конструкторів ракетно-космічної техніки у світових наукометричних базах.

Журнал виходить 6 разів на рік. З поточним номером чи архівом за минулі роки, а також правилами оформлення рукописів можна ознайомитись на сайті space-scitechjournal.org.ua

Кожен рукопис рецензується відомими фахівцями відповідної галузі. На основі висновків рецензентів редколегія робить висновок про можливість публікації.

При подачі рукопису автор надсилає у редакцію дві тверді копії оригіналу, електронні копії, направлення на бланку установи та Ліцензійну угоду (бланк угоди є на сайті) на адресу:

вул. Академіка Заболотного 27, Київ, Україна, 03143

Головна астрономічна обсерваторія Національної академії наук України

Редакція КНІТ

Рукописи подаються українською або англійською мовою, кожен рукопис супроводжується резюме (українською та англійською мовами, не менш як 1800 знаків кожне). Послідовність подачі матеріалу така:

- Номер УДК
- Ініціали та прізвища авторів, скорочено їхні наукові звання та посади
- Установи, де працюють автори
- Електронні адреси всіх авторів, якщо є
- Назва рукопису
- Резюме мовою рукопису
- Ключові слова мовою рукопису
- Текст рукопису
- Список літератури, упорядкований у алфавітному порядку
- References (див. сайт)
- Резюме англійською мовою. Резюме повинне містити: список авторів, список установ з адресами, де вони працюють, назву рукопису, текст резюме, ключові слова.

Вимоги до набору тесту, формул, таблиць, рисунків та іншого ілюстративного матеріалу є загальноприйнятими та типовими для наукових журналів. Більш детально з принципами оформлення рукопису можна познайомитись на сайті журналу space-scitechjournal.org.ua

Редакція

e-mails: reda@mao.kiev.ua

kfnt-knit@ukr.net

Телефон: 380 44 526 47 63

Факс: 380 44 526 21 47