

A MONTHLY RESEARCH JOURNAL

METALLOPHYSICS AND ADVANCED TECHNOLOGIES

(Metallofizika i Noveishie Tekhnologii)

FOUNDED IN SEPTEMBER, 1979
Volume 48, No. 6; June 2026

CONTENTS

Editorial Announcements	Information for Foreign Subscribers	V
	Information for Contributors	VII
Structure and Properties of Nanoscale and Mesoscopic Materials	Properties of a Triboelectric Layer with Embedded Spheroidal Metallic Nanoparticles <i>A. V. KOROTUN, V. P. KURBATSKYY, R. Yu. KOROL'KOV, and H. V. MOROZ</i>	549
Crystal-Lattice Defects	Features of the Motion of the Critical Segment of Dislocation in a Multicomponent Alloy <i>M. I. LUGOVY, D. G. VERBYLO, M. P. BRODNIKOVSKYY, T. I. VERBYTSKA, D. S. LEONOV, and M. Yu. BARABASH</i>	569
Metallic Surfaces and Films	Surface Modification of Additively Manufactured AlSi10Mg Alloy by means of Sandblasting <i>S. M. VOLOSHKO, A. P. BURMAK, S. I. SYDORENKO, I. A. VLADYMYRS'KYY, M. O. VASYL'YEV, B. M. MORDYUK, M. M. VORON, and P. O. HURYN</i>	587
	Fabrication of MoSi ₂ , ZrB ₂ -SiC Coatings from Vacuum- Arc Discharge Plasma <i>S. Yu. TESLIA, M. A. TESLIA, P. I. LOBODA, V. M. NADTOKA, I. O. HUSAROVA, V. S. KRAIEVA, D. S. LEONOV, and Yu. I. BOGOMOL</i>	611
	The Possibility of Using of Aluminium-Titanium Intermetallics to Obtain Heat-Resistant Metal Coatings on ZrO ₂ - and Al ₂ O ₃ -Ceramics <i>O. V. DUROV and T. V. STETSYUK</i>	627
Physics of Strength and	Stability of Physical and Mechanical Properties of Wear- Resistant Ultrafine-Grained Surface Friction Layers	

Plasticity	under Extreme Conditions of Thermal Effects during Operation of Sliding Bearings <i>V. V. TYKHONOVYCH</i>	633
Amorphous and Liquid States	The Effect of Ultrasonic Treatment on the Thermal Stability and Micromechanical Properties of the Amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ Alloy <i>T. TSAREGRADSKA, I. OVSIENKO, A. KURYLIUK, I. PLYUSHCHAY, V. KOZACHENKO, G. SAENKO, and O. TURKOV</i>	655

Scientific Editors of Issue—*O. S. Gatsenko, V. A. Tatarenko*

Executive Managing Editor—*O. S. Gatsenko*

Editors—*L. I. Makarenko, M. V. Manilo, I. V. Zagorulko*

The artwork for direct reproduction is made by computer group of EPD of the G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine

Editorial Office Address:

G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, EPD—‘MNT’,

36 Academician Vernadsky Boulevard, UA-03142 Kyiv, Ukraine

Telephone: +380 44 4249042. Fax: +380 44 4242561. E-mail: mfint@imp.kiev.ua

Media Identifier R30-03171

Approved for publication by the Academic Council of the G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine

Published in English or Ukrainian languages according to resolution of Editorial Board of the journal

Printed by Publishing House ‘Akademperiodyka’, of the NAS of Ukraine

4 Tereshchenkivs’ka Str., UA-01024 Kyiv, Ukraine

Registration Certificate of Publishing Subject: ДК № 544 on 27.07.2001

Journal website: <http://mfint.imp.kiev.ua>

Journal DOI: <https://doi.org/10.15407/mfint>

Issue DOI: <https://doi.org/10.15407/mfint.48.06>

МЕТАЛОФІЗИКА
ТА
НОВІТНІ ТЕХНОЛОГІЇ

ЩОМІСЯЧНИЙ НАУКОВИЙ ЖУРНАЛ
ЗАСНОВАНИЙ У ВЕРЕСНІ 1979 р.

Том 48, № 6; червень, 2026

ЗМІСТ

Редакційні оголошення	Інформація для закордонних передплатників	V
	Інформація для авторів	VII
Будова та властивості наномасштабних і мезоскопічних матеріалів	Властивості трибоелектричного шару з втіленими сфероїдальними металевими наночастинками <i>А. В. КОРОТУН, В. П. КУРБАЦЬКИЙ, Р. Ю. КОРОЛЬКОВ, Г. В. МОРОЗ</i>	549
Дефекти кристалічної ґратниці	Особливості руху критичного сегмента дислокації в багатоконпонентному стопі <i>М. І. ЛУГОВИЙ, Д. Г. ВЕРБИЛО, М. П. БРОДНІКОВСЬКИЙ, Т. І. ВЕРБИЦЬКА, Д. С. ЛЕОНОВ, М. Ю. БАРАБАШ</i>	569
Металічні поверхні та плівки	Модифікування поверхні адитивно виготовленого стопу AlSi10Mg за допомогою піскоструминного оброблення <i>С. М. ВОЛОШКО, А. П. БУРМАК, С. І. СИДОРЕНКО, І. А. ВЛАДИМИРСЬКИЙ, М. О. ВАСИЛЬЄВ, Б. М. МОРДЮК, М. М. ВОРОН, П. О. ГУРИН</i>	587
	Одержання покриттів MoSi ₂ , ZrB ₂ -SiC з плазми вакуумно-дугового розряду <i>С. Ю. ТЕСЛЯ, М. А. ТЕСЛЯ, П. І. ЛОБОДА, В. М. НАДТОКА, І. О. ГУСАРОВА, В. С. КРАЄВА, Д. С. ЛЕОНОВ, Ю. І. БОГОМОЛ</i>	611
	Можливість використання інтерметаліду Алюміній–Титан для одержання термостійких металевих покриттів на ZrO ₂ - та Al ₂ O ₃ -кераміці <i>О. В. ДУРОВ, Т. В. СТЕЦЬОК</i>	627
Фізика міцності та пластичності	Стабільність фізико-механічних властивостей зносостійких наддрібнозернистих поверхневих шарів тертя в екстремальних умовах теплового впливу під час експлуатації вальниць ковзання	

Аморфний і рідкий стани	В. В. ТИХОНОВИЧ	633
	Вплив ультразвукового оброблення на термічну стабільність і мікромеханічні властивості аморфного стопу $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ <u>Т. ЦАРЕГРАДСЬКА</u> , <i>І. ОВСІЄНКО, А. КУРИЛЮК, І. ПЛЮЩАЙ, В. КОЗАЧЕНКО, Г. САЄНКО, О. ТУРКОВ</i>	655

Наукові редактори випуску: *О. С. Гаценко, В. А. Татаренко*

Відповідальний секретар редакційної колегії *О. С. Гаценко*

Редактор-коректор *О. С. Гаценко*

Технічні редактори: *І. В. Загорулько, Л. І. Макаренко, М. В. Маніло*

Художні редактори: *І. В. Загорулько, Л. І. Макаренко, М. В. Маніло*

Оригінал-макет для прямого репродукування виготовлено комп'ютерною групою РВВ Інституту металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України

Адреса редакції:

Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, РВВ—Редакція «МНТ»

бульв. Акад. Вернадського, 36; 03142 Київ, Україна

Тел.: +380 44 4249042; факс: +380 44 4242561

Ел. пошта: mfint@imp.kiev.ua

Ідентифікатор медіа R30-03171

Затверджено до друку вченою радою Інституту металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України

Друкується за постановою редакційної колегії журналу англійською або українською мовами

Підписано до друку 25.06.2026 р. Формат 70×100/16.

Ум. друк. арк. 10,40. Обл.-вид. арк. 9,57.

Тираж 55 пр. Зам. № 0000 від 30.06.2026 р.

Віддруковано ВД «Академперіодика» НАН України

вул. Терещенківська, 4; 01024 Київ, Україна

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 544 від 27.07.2001 р.

Сайт журналу: <http://mfint.imp.kiev.ua>

DOI (журналу): <https://doi.org/10.15407/mfint>

DOI (випуску): <https://doi.org/10.15407/mfint.48.06>

INFORMATION (GUIDELINES) FOR CONTRIBUTORS

Submission of Manuscripts: Manuscripts should be sent by e-mail (mfint@imp.kiev.ua). Additionally, they can be sent by regular mail to Executive Managing Editor, Editorial Office, G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, 36 Academician Vernadsky Boulevard, UA-03142 Kyiv, Ukraine. Manuscripts may also be submitted to a member of the Editorial Advisory Board or to the appropriate Regional Editor who is familiar with the research presented.

Submission of a paper to '*Metallophysics and Advanced Technologies*' (transliteration: '*Metallfizika i Noveishie Tekhnologii*', i.e., '*MfNT*') will be taken to imply that it represents original work not previously published, that it is not being considered for publication elsewhere, and that, if accepted for publication, it will not be republished without the consent of the Editors and Publisher. It is a condition of acceptance by the Editor of a manuscript for publication that the Publishers acquire automatically the copyright in the manuscript throughout the world. Journal '*MfNT*' supports the generally accepted principles described in documents on publication ethics and unacceptable practices, which are presented on the [journal website](#).

Scope of the Journal: *Electronic Structure and Properties, Crystal-Lattice Defects, Phase Transformations, Physics of Strength and Plasticity, Metallic Surfaces and Films, Structure and Properties of Nanoscale and Mesoscopic Materials, Amorphous and Liquid States, Interactions of Radiation and Particles with Condensed Matter, Materials in Extremal Conditions, Reactor and Aerospace Metals Science, Medical Metals Science, New Metallic Materials and Synthetic Metals, Metal-Containing Smart Materials, Physical and Technical Basis of Experiment and Diagnostics, Articles under Discussion.*

Language: The language of publication may be English (preferably) or Ukrainian.

Abstract: Each paper requires an abstract of 200–250 words summarizing the significant coverage and findings (the use of mathematical symbols and expressions in abstract is not recommended).

Keywords and PACS numbers: 5–7 keywords and PACS numbers reflecting the content of the contribution should be supplied (see '*Physics and Astronomy Classification Scheme 2010*').

Manuscript Preparation: Papers should be formatted according to the [template](#), which can be downloaded from the Journal's website. The length of **research papers** should not in general exceed 5000 words and 10 figures; **review articles** should not exceed 10000 words and 30 figures, including tables and diagrams. Authors are urged to arrange the subject matter clearly under headings such as: 1. Introduction, 2. Experimental/Theoretical Details, 3. Results, 4. Discussion, 5. Conclusion, References. Subsections should be identified with section and subsection numbers (such as 6.1. Second-Value Subheading).

References and Notes: Notes are indicated in the text by consecutive superior Arabic numbers (without parentheses). References should be numbered consecutively (in square brackets) throughout the text. The full list should be collected and typed at the end of the paper in numerical order. Listed references should be completed in all details including DOI (if available) but excluding article titles in journals. **All authors'** initials should precede their names. Examples of references preparation:

1. S. O. Firstov and T. G. Rogul, *Metallfiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 1: 127 (2022) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/mfint.44.01.0127>
2. V. B. Tarelnyk, O. P. Gaponova, and Ye. V. Konoplianchenko, *Prog. Phys. Met.*, **23**, No. 1: 27 (2022). <https://doi.org/10.15407/ufm.23.01.027>
3. A. Meisel, G. Leonhardt, and R. Szargan, *Röntgenspektren und Chemische Bindung* [X-Ray Spectra and Chemical Bond] (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G.: 1977) (in German).
4. J. M. Ziman, *Printsipy Teorii Tverdogo Tela* [Principles of the Theory of Solids] (Moscow: Mir: 1974) (Russian translation).
5. M. A. Stucke, D. M. Dimiduk, and D. M. Hazzledine, *High Temperature Ordered Intermetallic Alloys. V* (Eds. I. Baker and R. Darolia) (Pittsburgh, PA, USA: MRS: 1993), p. 471.
6. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables* (Eds. M. Abramowitz and I. A. Stegun), Nat'l Bureau of Standards. Appl. Math. Ser. Vol. 55 (Washington, D.C.: U.S. Govt. Printing Office: 1964).
7. B. B. Karpovych and O. B. Borovkoff, *Proc. of Symp. 'Micromaterials Engineering' (Dec. 25–31, 1999)* (Kyiv: RVV IMF: 2000), vol. 2, p. 113 (in Russian).
8. A. E. Krug, *Abstr. Int. Conf. Phys. Phenomena (Dec. 25–31, 1991, Alushta)* (Kharkiv: 1991), p. 12.
9. T. M. Radchenko, *Vplyv Uporyadkuvannya Defektnoyi Struktury na Transportni Vlastyvosti Zmishanykh Krystaliv* [Influence of Ordering of the Defect Structure on Transport Properties of the Mixed Crystals] (Thesis of Disser. for the Degree of Dr. Phys.-Math. Sci.) (Kyiv: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.U.: 2015) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.35430.22089>

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ

10. E. M. Gololobov, V. B. Shipilo, N. I. Sedrenok, and A. I. Dudyak, *Sposob Polucheniya Karbonitridov Metallov* [Production Method of Metal Carbonitrides], Authors' Certificate 722341 SSSR (Publ. November 21, 1979) (in Russian).

11. V. G. Trubachev, K. V. Chuistov, V. N. Gorshkov, and A. E. Perekos, *Sposob Polucheniya Metallicheskih Poroshkov* [The Technology of Metallic Powder Production]: Patent 1639892 SU. MKI, B22 F9/02, 9/14 (Otkrytiya i Izobreteniya, **34**, No. 13: 11) (1991) (in Russian).

12. Yu. M. Koval' and V. V. Nemoshkalenko, *O Prirode Martensitnykh Prevrashcheniy* [On the Nature of Martensitic Transformations] (Kyiv: 1998) (Prepr./N.A.S. of Ukraine. Inst. for Metal Physics. No. 1, 1998) (in Russian).

Journal title abbreviations should conform to generally accepted styles:

<https://www.cas.org/support/documentation/references/corejournals>;

<https://cdn.journals.aps.org/files/rmpguapb.pdf>;

https://images.webofknowledge.com/WOK46P9/help/WOS/A_abrvjt.html;

<https://mathscinet.ams.org/msnhtml/serials.pdf>.

Equations and Formulae: Formulas in the text should be inserted by **MathType**, fully compatible with MS Office. Vectors should be typed in bold without arrows above. Note that complicated formulae, mathematical expressions or (de)notations are not recommended in the title, abstract, and keywords.

Tables: Number tables consecutively with Arabic numerals and give a clear descriptive caption at the top.

Figures: All figures should be numbered with consecutive Arabic numbers, have descriptive captions and be mentioned in the text. Keep figures separate at the end of the text and clearly label each figure with author's name and figure number. The labels at axis should contain the designation (or notation) of quantities and their units.

Preparation: Figures submitted must be of a high enough standard for reproduction with 300–600 dpi resolution (including half-tone illustrations). Redrawing or retouching of unusable figures will be charged to the authors.

Colour Plates: Whenever, the use of colour is an integral part of the research, or where the work is generated in colour, the Journal will publish (in paper version) the colour illustrations with charge to the author. Reprints in colour will carry a surcharge. Please write to the Publisher for details.

Submission of Electronic Text: Authors should submit the electronic version of their paper by e-mail to the Editorial Office. The text file should be saved in the native formats of the MS Word with a name consisting the name of the first author, for example, Hotovchenko.docx. The electronic form of figures (in TIF, EPS, JPG, PNG formats preferably and with name consisting the name of the first author also, for example, Hotovchenko_fig2a.jpg) should be planned so that they reduce to 12.7 cm column width (or less), and keep them separated from the text file. It is desirable to submit additionally all the **figures** within the format of the program, in which they were created.

Proofs: Contributors will receive page proofs for correction by e-mail as a PDF document. These must be returned to Kyiv office (mfint@imp.kiev.ua with subject beginning by word 'mfint') within 5 days of receipt.

Page Charges: There are no page charges to individuals or institutions.

Reprints: Authors can freely download a PDF version of their published article from journal website: <https://mfint.imp.kiev.ua>. The printed issues may be ordered by completing the appropriate form sent with proofs and prepaid by authors under the terms as for subscription.

Further Information: All questions arising during the **peer review** or after acceptance of manuscripts, especially those relating to reprints, should be directed to G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine, Executive Managing Editor, Editorial Office, 36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine;

Fax: +380 44 4242561, e-mail: mfint@imp.kiev.ua (with subject beginning by word 'mfint').

We ask the authors to apply with their manuscript Copyright Transfer Agreement form.

Copyright Transfer Agreement

We, the undersigned authors of the manuscript '_____', transfer to the Founders, Publisher, and Editorial Board of the Journal 'Metallophysics and Advanced Technologies' (according to agreements between them) the right to publish this manuscript in original language or in translation to the other languages. We confirm that publication of this manuscript **will not** infringe a copyright of other persons or organizations and publication ethics.

Author(s): _____
(Last Name, First Name, Affiliation)

Correspondence Address: _____

Phone and e-mail: _____

(Signature)

(Date)

ІНФОРМАЦІЯ (ПРАВИЛА) ДЛЯ АВТОРІВ

Науковий журнал «Металофізика та новітні технології» (МфНТ) щомісяця публікує статті, які раніше ще не публікувалися та не перебувають на розгляді для опублікування в інших виданнях. Статті мають містити результати експериментальних і теоретичних досліджень в області фізики та технологій металів, сполук і сполук з металічними властивостями; рецензії на монографії; інформацію про конференції, семінари; відомості з історії металофізики; рекламу нових технологій, матеріалів, приладів. Журнал дотримується загальноприйнятих принципів, зазначених на його сайті в документах з публікаційної етики та щодо неприйнятних практик.

Тематика журналу: *Електронні структура та властивості, Дефекти кристалічної ґратки, Фазові перетворення, Фізика міцності та пластичності, Металічні поверхні та плівки, Будова та властивості наномасштабних і мезоскопічних матеріалів, Аморфний і рідкий стани, Взаємодії випромінювання та частинок із конденсованою речовиною, Матеріали в екстремальних умовах, Реакторне й авіакосмічне металознавство, Медичне металознавство, Нові металеві матеріали та синтетичні метали, Металовмісні смарт-матеріали, Фізико-технічні основи експерименту та діагностики, Дискусійні повідомлення.*

Статті публікуються однією з двох мов: англійською (відається перевага) або українською.

Статті, в оформленні яких не дотримано наступних правил для опублікування в МфНТ, повертаються авторам без розгляду по суті. (Датою надходження вважається день повторного надання статті після дотримання зазначених нижче правил.)

1. Стаття має бути підписаною всіма авторами (із зазначенням їхніх адрес електронної пошти); слід вказати прізвище, ім'я та по батькові автора, з яким редакція буде вести листування, його поштову адресу, номери телефону та факсу й адресу електронної пошти.

2. Виклад матеріалу має бути чітким, структурованим (розділами, наприклад, «1. Вступ», «2. Експериментальна/Теоретична методика», «3. Результати та їх обговорення», «4. Висновки», «Цитована література»), стислим, без довгих преамбул, відхилень і повторів, а також без дублювання в тексті даних таблиць, рисунків і підписів до них. Анотація та розділ «Висновки» мають не дублювати один одного. Числові дані слід наводити в загальноприйнятих одиницях.

3. Об'єм оригінальної (неоглядової) статті має бути не більше 5000 слів (з урахуванням основного тексту, таблиць, підписів до рисунків, списку використаних джерел) і 10 рисунків. **Об'єм оглядової статті** — до 10000 слів та 30 рисунків.

4. За потреби до редакції може надаватися друкований (A4, подвійний інтервал) примірник рукопису з ілюстраціями.

5. До редакції обов'язково надається (по e-mail) файл статті, набраний у текстовому редакторі Microsoft Word, з назвою, що складається з прізвища першого автора (латиницею), наприклад, Hotovchenko.docx.

6. Електронна версія рукопису та його друкований варіант (в разі його надання) мають бути ідентичними. Вони мають оформлюватися за **шаблоном**, який можна завантажити з сайту журналу, і містити 5–7 **індексів PACS** в редакції 'Physics and Astronomy Classification Scheme 2010'. Тексти статей мають також містити **назву статті, список авторів, повні назви та поштові адреси установ**, в яких вони працюють, **анотацію статті** (200–250 слів), **5–7 ключових слів** двома мовами (англійською та українською), а заголовки таблиць і підписи до рисунків мають подаватися **як мовою рукопису, так і англійською мовою**; англійська анотація може бути представленою в більш розгорнутому варіанті (до 500 слів). Назва статті, її анотація та ключові слова мають не містити складні формули, математичні вирази чи позначення.

7. Електронні версії рисунків мають бути представленими у вигляді окремих файлів (у форматах TIF, EPS, JPG, PNG з розрізненням у 300–600 dpi) з назвами, що складаються з прізвища першого автора (латиницею) та номера рисунка, наприклад, Hotovchenko_fig2a.jpg. Додатково рисунки надаються у форматі програми, в якій вони створювалися.

8. Написи на рисунках (особливо на півтонових) слід по можливості замінити літерними позначеннями (набраними на контрастному фоні), а криві позначити цифрами або різними типами ліній/маркерів, які мають бути роз'ясненими в підписах до рисунків або в тексті. На графіках усі лінії/маркери мають бути достатньої товщини/розміру для якісного відтворення їх у зменшеному в 2–3 рази вигляді (рекомендована початкова ширина рисунка — 12,7 см). Світлини мають бути чіткими та контрастними, а написи та позначення мають не закривати істотні деталі (для чого можна використовувати стрілки). Замість зазначення в підтекстовці збільшення під час зйомки бажано проставити масштаб (на контрастному фоні) на одній з ідентичних світлин. На графіках підписи до осей, **виконані мовою статті**, мають містити позначення (або найменування) величин, що відкладаються вздовж осей, і відділені комою їхні одиниці вимірювання.

9. Формули в текст треба вставляти за допомогою редактора формул **MathType**, сумісного з MS Office. **Вектори** слід набирати напівтовстим шрифтом без стрілок зверху.

10. Рисунки, таблиці, формули, а також підрядкові примітки (виноски) мають нумеруватися поспіль по всій статті.

11. Посилання на літературні джерела слід давати у вигляді порядкового номера, надрукованого в рядок у квадратних дужках. Список цитованої літератури складається по чергово за першою згадкою джерела. Приклади оформлення посилань наведено нижче (просимо звернути увагу на порядок розташування ініціалів і прізвищ авторів, бібліографічних відомостей і на розділові знаки, а також на необхідність зазначення **всіх** співавторів цитованої роботи та її ідентифікатора **DOI**, якщо він є):

1. S. O. Firstov and T. G. Rogul, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 1: 127 (2022) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/mfint.44.01.0127>
2. V. B. Tarelnyk, O. P. Gaponova, and Ye. V. Konoplianchenko, *Prog. Phys. Met.*, **23**, No. 1: 27 (2022). <https://doi.org/10.15407/ufm.23.01.027>
3. A. Meisel, G. Leonhardt, and R. Szargan, *Röntgenspektren und Chemische Bindung* [X-Ray Spectra and Chemical Bond] (Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G.: 1977) (in German).
4. J. M. Ziman, *Printsipy Teorii Tverdogo Tela* [Principles of the Theory of Solids] (Moscow: Mir: 1974) (Russian translation).
5. M. A. Stucke, D. M. Dimiduk, and D. M. Hazzledine, *High Temperature Ordered Intermetallic Alloys. V* (Eds. I. Baker and R. Darolia) (Pittsburgh, PA, USA: MRS: 1993), p. 471.
6. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables* (Eds. M. Abramowitz and I. A. Stegun), Nat'l Bureau of Standards. Appl. Math. Ser. Vol. 55 (Washington, D.C.: U.S. Govt. Printing Office: 1964).
7. B. B. Karpovych and O. B. Borovkoff, *Proc. of Symp. 'Micromaterials Engineering' (Dec. 25–31, 1999)* (Kyiv: RVV IMF: 2000), vol. 2, p. 113 (in Russian).
8. A. Eh. Krug, *Abstr. Int. Conf. Phys. Phenomena (Dec. 25–31, 1991, Alushta)* (Kharkiv: 1991), p. 12.
9. T. M. Radchenko, *Vplyv Uporyadkuvannya Defektnoyi Struktury na Transportni Vlastyvosti Zmishanykh Krystaliv* [Influence of Ordering of the Defect Structure on Transport Properties of the Mixed Crystals] (Thesis of Diss. for the Degree of Dr. Phys.-Math. Sci.) (Kyiv: G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S.U.: 2015) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.35430.22089>
10. E. M. Gololobov, V. B. Shipilo, N. I. Sedrenok, and A. I. Dudyak, *Sposob Polucheniya Karbonitridov Metallov* [Production Method of Metal Carbonitrides], Authors' Certificate 722341 SSSR (Publ. November 21, 1979) (in Russian).
11. V. G. Trubachev, K. V. Chuistov, V. N. Gorshkov, and A. E. Perekos, *Sposob Polucheniya Metallicheskikh Poroshkov* [The Technology of Metallic Powder Production]: Patent 1639892 SU. MKI, B22 F9/02, 9/14 (Otkrytiya i Izobreteniya, **34**, No. 13: 11) (1991) (in Russian).
12. Yu. M. Koval' and V. V. Nemoshkalenko, *O Prirode Martensitnykh Prevrashcheniy* [On the Nature of Martensitic Transformations] (Kyiv: 1998) (Prepr./N.A.S. of Ukraine. Inst. for Metal Physics. No. 1, 1998) (in Russian).

Слід використовувати загальноприйняті скорочення назв журналів:

<https://www.cas.org/support/documentation/references/corejournals>;
<https://cdn.journals.aps.org/files/rmpguapb.pdf>;
https://images.webofknowledge.com/WOK46P9/help/WOS/A_abrvjt.html;
<https://mathscinet.ams.org/msnhtml/serials.pdf>.

Необхідною вимогою є також надання авторами додаткового списку цитованої літератури (**References**) в латинський транслітерації (система BGN/PCGN; рекомендовані транслітератори: <http://www.slovyk.ua/services/translit.php>; <http://ru.translit.net/?account=bgn>).

Після транслітерованих назв книг, дисертацій, патентів та ін. слід у квадратних дужках наводити їхній англomовний переклад (див. приклади вище). При транслітерації статей з МФНТ слід використовувати написання П.І.Б. авторів, наведені лише в англomовному змісті відповідного випуску, і офіційну транслітеровану назву журналу (див. також першу сторінку кожної статті та сайт).

12. Коректура авторам надсилається електронною поштою у вигляді pdf-файлу після завершення етапу **рецензування**. На перевірку коректури авторам відводяться 5 робочих днів. Після закінчення зазначеного терміну стаття автоматично направляється до друку. Виправлення слід відмітити та прокоментувати в самому pdf-файлі або оформити у вигляді переліку виправлень (підписаного уповноваженим представником колективу авторів) і переслати електронною поштою на адресу редакції.

Електронний варіант статті надсилається на e-mail: mfint@imp.kiev.ua (з темою, що починається словом 'mfint'). Друкована версія рукопису (якщо у ній є потреба) надсилається за адресою: Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України, редакція МФНТ; бульвар Акад. Вернадського, 36; 03142 Київ, Україна або відповідному регіональному редактору (див. сайт).

Автори можуть вільно завантажити pdf-файли опублікованих статей з сайту журналу (<https://mfint.imp.kiev.ua>), а також замовити друковані примірники випуску журналу зі своєю статтею, надіславши до редакції журналу разом з **коректурою відповідну заявку та квитанцію про оплату** друку необхідної кількості примірників випуску на умовах, аналогічних передплатним.

Відповідно до угод між редакцією МФНТ, засновниками та видавцем журналу, редакція вважає, що автори, надсилаючи їй рукопис статті, передають засновникам, видавцю та редколегії право опублікувати цей рукопис мовою оригіналу та в перекладі іншими мовами, і просить авторів відразу прикладати до рукопису «Угоду про передачу авторського права».

Угода про передачу авторського права

Ми, що нижче підписалися, автори рукопису «_____», передаємо засновникам, видавцю та редколегії журналу «Металофізика та новітні технології» (згідно з угодами між ними) право опублікувати цей рукопис мовою оригіналу та в перекладі іншими мовами. Ми підтверджуємо, що ця публікація не порушує авторського права інших осіб або організацій і принципів наукової етики. При цьому за авторами зберігаються всі інші права як власників цього рукопису.

Підписи авторів: _____ (П.І.Б., дата, адреса, тел., e-mail)

PACS numbers: 46.55.+d, 73.20.Mf, 77.22.Ch, 77.22.Ej, 78.67.Sc, 79.60.Jv, 82.35.Np

Властивості трибоелектричного шару з втіленими сфероїдальними металевими наночастинками

А. В. Коротун^{*,**}, В. П. Курбацький^{*}, Р. Ю. Корольков^{*}, Г. В. Мороз^{*}

^{*}Національний університет «Запорізька політехніка»,
вул. Університетська, 64,
69011 Запоріжжя, Україна

^{**}Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна

В минулі кілька років було експериментально встановлено факт підвищення ефективності роботи трибоелектричних генераторів за збудження у втілених в активний шар генератора металевих наноструктурах або наночастинках поверхневих плазмонних резонансів. Причиною такого поліпшення експлуатаційних характеристик трибоелектричних генераторів, на нашу думку, є збільшення густини заряду на контактуючих поверхнях трибоелектричних шарів внаслідок поляризації у приповерхневій активній області зі збудженими плазмонами під впливом поля трибоелектричних зарядів. В цій роботі проведено дослідження властивостей трибоелектричних шарів, які являють собою композитне середовище полідиметилсилоксан (PDMS)–металеві наночастинки. Передбачається, що частинки мають форму витягнутих або сплюснених сфероїдів, розподілені у трибоелектричному шарі неупорядковано й опромінюються природнім

Corresponding author: Andriy Vitaliyovych Korotun
E-mail: andko@zp.edu.ua

^{*}Zaporizhzhia Polytechnic National University,
64 Universytets'ka Str., UA-69011 Zaporizhzhya, Ukraine

^{**}G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine

Citation: A. V. Korotun, V. P. Kurbats'kyy, R. Yu. Korol'kov, and H. V. Moroz, Properties of a Triboelectric Layer with Embedded Spheroidal Metallic Nanoparticles, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 5: 549–568 (2026) (in Ukrainian). DOI: [10.15407/mfint.48.06.0549](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0549)

© Publisher PH 'Akadempriodyka' of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

світлом. Оскільки процес ґенерування плазмонів у частинках-втіленнях є частотно-залежним, для дослідження впливу плазмонного резонансу на характеристики трибоелектричного шару ми скористалися частотно-залежною діелектричною функцією. В рамках Максвелл-Гарнеттового моделю для ефективного середовища та Максвелл-Гарнеттового моделю з розмірною корекцією виконано розрахунки ефективної діелектричної функції трибоелектричного шару, густини поляризаційного заряду на його поверхні та фактора якості трибоелектричного матеріалу (FOM) і проведено порівняння результатів з метою оцінки значимості розмірної корекції. Досліджено й обговорено вплив ексцентриситету, матеріалу й об'ємного вмісту частинок-втілень на дійсну й уявну частини ефективної діелектричної функції, відносну поверхневу густину поляризаційного заряду та фактор якості. Виявлено, що матеріал втілених наночастинок та їхній об'ємний вміст істотно впливають на характеристики трибоелектричного шару. Доведено, що втілення у трибоелектричний шар витягнутих сфероїдальних частинок приводить до більшої поверхневої густини трибоелектричного заряду та більшого значення FOM у порівнянні зі сплюсненими сфероїдами.

Ключові слова: трибоелектричний наногенератор, сфероїдальна металева наночастинка, ефективна діелектрична функція, поляризаційний заряд, фактор якості трибоелектричного матеріалу.

In recent years, it is experimentally established that the efficiency of triboelectric generators increases, when surface-plasmon resonances are excited in metallic nanostructures or nanoparticles embedded into the active layer of the generator. We believe, this improved performance of triboelectric generators is explained by an increase in charge density on the contacting surfaces of the triboelectric layers due to polarization in the near-surface active region with excited plasmons under the influence of the triboelectric-charge field. In this paper, we investigate the properties of triboelectric layers being the polydimethylsiloxane (PDMS)-metallic nanoparticles' composite medium. The particles are assumed prolate or oblate spheroids randomly distributed within the triboelectric layer and irradiated with natural light. Since the process of plasmon generation in the inclusion particles is frequency-dependent, we use a frequency-dependent dielectric function to study the influence of plasmon resonance on the characteristics of the triboelectric layer. Within the Maxwell Garnett model for an effective medium and the same with a size correction, the effective dielectric function of the triboelectric layer, the polarization-charge density on its surface, and the figure-of-merit (FOM) of the triboelectric material are calculated and a comparison of the results is carried out to assess the significance of the size correction. The influence of the eccentricity, material, and volume fraction of the inclusion particles on the real and imaginary parts of the effective dielectric function, the relative polarization-charge surface density, and FOM are investigated and discussed. As found, the material of the embedded nanoparticles and their volume fraction influence significantly the characteristics of the triboelectric layer. As demonstrated, the embedding of prolate spheroidal particles into the triboelectric layer leads to a higher triboelectric-charge surface density and a higher FOM value compared to oblate spheroids.

Key words: triboelectric nanogenerator, spheroidal metal nanoparticle, effective dielectric function, polarization charge, figure-of-merit of the triboelectric material.

(Отримано 4 травня 2026 р.; остаточн. варіант — 15 травня 2026 р.)

1. ВСТУП

Стрімкий розвиток портативних електронних технологій упродовж останніх років значно підвищив вимоги до систем енергозабезпечення малогабаритних пристроїв. До таких пристроїв належать смартфони, смарт-годинники, бездротові сенсорні модулі, медичні імпланти й інші елементи сучасної електроніки [1]. Більшість з них функціонує на основі традиційних акумуляторів або батарей, які мають обмежений ресурс роботи, потребують регулярної підзарядки або заміни та створюють певні екологічні проблеми під час утилізації. У зв'язку з цим особливої актуальності набувають технології автономного енергозабезпечення, які базуються на перетворенні енергії навколишнього середовища в електричну. Такі технології дають змогу створювати пристрої, здатні функціонувати тривалий час без підключення до зовнішніх джерел енергії [2].

Серед найперспективніших напрямів одержання енергії з довкілля виділяють технології механічного, теплового та світлового енергоживлення. У цьому контексті активно досліджуються п'єзоелектричні генератори (PEG), термоелектричні генератори (TEG) та трибоелектричні наногенератори (TENG). П'єзоелектричні генератори використовують властивість деяких матеріалів генерувати електричний заряд під дією механічної деформації. Термоелектричні генератори працюють на основі Зеебекового ефекту, який полягає у виникненні електричної напруги внаслідок відмінності температур. Особливий інтерес викликають трибоелектричні наногенератори, оскільки вони здатні ефективно перетворювати низькочастотні механічні коливання, широко присутні у навколишньому середовищі, у електричну енергію. Трибоелектричний ефект ґрунтується на виникненні електричних зарядів на поверхні матеріалів під час їхнього контакту та подальшого розведення. Коли два матеріали з різними трибоелектричними властивостями контактують один з одним, відбувається перерозподіл електронів між їхніми поверхнями, що приводить до виникнення різниці потенціалів. Внаслідок подальшого руху чи механічної взаємодії поверхонь може генеруватися електричний струм у зовнішньому колі. Саме на цих принципах базується робота трибоелектричних наногенераторів.

Одразу після появи концепції TENG [3] ця технологія привернула значну увагу дослідників. Було запропоновано різні конструктивні схеми генераторів і режими їхньої роботи, серед яких контакт-

но-розділювальний режим, режим ковзання поверхонь, одноелектродна конфігурація та трибоелектричний генератор на основі вільного шару [4–9]. Кожна з цих конфігурацій має свої переваги й області застосування, що уможливорює використовувати TENG у широкому спектрі систем — від сенсорних пристроїв до автономних джерел живлення для мікроелектроніки.

Одним із ключових параметрів, що визначає ефективність роботи TENG, є поверхнева густина заряду на трибоелектричних шарах. Саме вона визначає величину напруги та генерованого струму. Тому підвищення поверхневої густини заряду є однією із найважливіших задач під час розробки високоефективних TENG. Для цього використовують різні методи, включаючи мікро- та наноструктурування поверхні, застосування нових полімерних матеріалів, а також втілення частинок металів або напівпровідників в об'єм трибоелектричних шарів.

Останні дослідження показали, що використання плазмонних наноструктур (металевих наночастинок) може істотно поліпшити характеристики трибоелектричних генераторів. Плазмонні ефекти виникають у металевих наночастинках під дією електромагнетного випромінювання та супроводжуються колективними коливаннями електронів провідності на їхній поверхні. В результаті розпаду поверхневих плазмонів відбувається генерування високоенергетичних носіїв заряду — так званих гарячих електронів. Ці електрони здатні накопичуватися у структурі матеріалу та формувати додаткові центри локалізації заряду [10, 11], що сприяє підвищенню густини поверхневого заряду у трибоелектричних матеріалах.

В роботі [12] було запропоновано конструкцію високоефективного трибоелектричного наногенератора, створеного на основі композитного матеріалу $g\text{-C}_3\text{N}_4/\text{MXene-Au}$. У цій структурі матеріал $g\text{-C}_3\text{N}_4$ виконує функцію фоточутливого елемента, який здатний вбирати світлове випромінювання та генерувати носії заряду. В наночастинках Ауруму збуджується поверхневий плазмонний резонанс, що супроводжується утворенням гарячих електронів, тоді як двовимірний матеріал MXene з високою електропровідністю забезпечує ефективний транспорт електронів. В результаті спостерігається формування значної кількості пасток заряду, що приводить до накопичення заряду на поверхні трибоелектричного шару. Результати експериментів показали, що такий пристрій здатний генерувати напругу до 510 В, струм близько 80 мА і максимальну потужність у 20 мВт для активної поверхні $4 \times 4 \text{ см}^2$.

В інших дослідженнях [10] було використано наночастинок типу Ag@SiO_2 . В таких наночастинках срібне ядро оточене тонким діелектричним шаром кремнезему. Подібна конфігурація дає змогу значно зменшити агрегацію частинок, а також обмежити витік поверхневого заряду, що є типовою проблемою для металевих вклю-

чень. Крім того, плазмонні властивості срібного ядра сприяють додатковому поліпшенню вихідних характеристик генератора. За оптимальних умов було одержано пікову потужність до 70 мВт, струм у 248 мА і густину потужності у $4,375 \text{ мВт/см}^2$; водночас вихідна напруга перевищила 1 кВ.

Альтернативний підхід до поліпшення експлуатаційних характеристик трибоелектричних генераторів запропоновано у роботі [11]. В цьому дослідженні застосовувалися дифракційні електроди, здатні збуджувати поверхневі плаزمони у металевих структурах. Розпад таких плазмонів супроводжується генеруванням електронно-діркових пар. В результаті збільшується кількість носіїв заряду, внаслідок чого підвищується вихідна потужність генератора та зменшується його внутрішній імпеданс. Такий підхід уможливив одержати пікову потужність близько 3,6 мВт за навантаження у 1 МОм, що відповідає приблизно 4,5-разовому збільшенню вихідної потужності й істотному зменшенню внутрішнього опору пристрою.

Таким чином, використання плазмонних наноструктур і композитних матеріалів є перспективним напрямом підвищення ефективності трибоелектричних наногенераторів. Поєднання трибоелектричних ефектів із плазмонними явищами відкриває нові можливості для створення високоефективних автономних джерел енергії, здатних забезпечувати живлення малопотужних електронних систем і сенсорних мереж у різних галузях сучасної техніки.

Вплив втілених у трибоелектричний шар сферичних металевих наночастинок на характеристики трибоелектричних генераторів досліджувався в роботі [13]. Проте, як відомо, через втілення у діелектричне середовище можлива деформація наночастинок. Тому дослідження впливу плазмонних ефектів у сфероїдальних наночастинках-включеннях на властивості трибоелектричних шарів TENG є актуальною задачею.

2. ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТА ЕКСПЛУАТАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДИФІКОВАНОГО МЕТАЛЕВИМИ НАНОЧАСТИНКАМИ ТРИБОЕЛЕКТРИЧНОГО ШАРУ НАНОГЕНЕРАТОРА

2.1. Природа трибоелектричних явищ

Трибоелектризація (ТЕ) — це термін, який використовується для позначення контактної електризації (КЕ). Хоча ТЕ відома вже 2600 років, досі точаться суперечки про те, чи зумовлено КЕ переносом електронів, переносом йонів або навіть переносом частинок матеріалу. Це пов'язано з недосконалістю методів мірювання й ускладненням КЕ процесами тертя. КЕ відбувається у всіх фазах, включаючи тверді, рідкі та газоподібні, і є найпоширенішим явищем на межі

поділу фаз. Лише нещодавно було встановлено домінуючу роль перенесення електронів у КЕ [14].

Ефект КЕ між металом і діелектриком описують в рамках моделі рівня Фермі металу та поверхневих станів у діелектрику. В загальному випадку для пояснення електронного переходу користуються моделлю перекриття електронних хмар атомів (рис. 1).

За сильного зближення атомів, коли їхні електронні хмари перекриваються, відбувається пониження потенціального бар'єра для електронів, що сприяє їхньому переходу від одного атома до іншого [15]. Цей модель розглядається як універсальний для розуміння

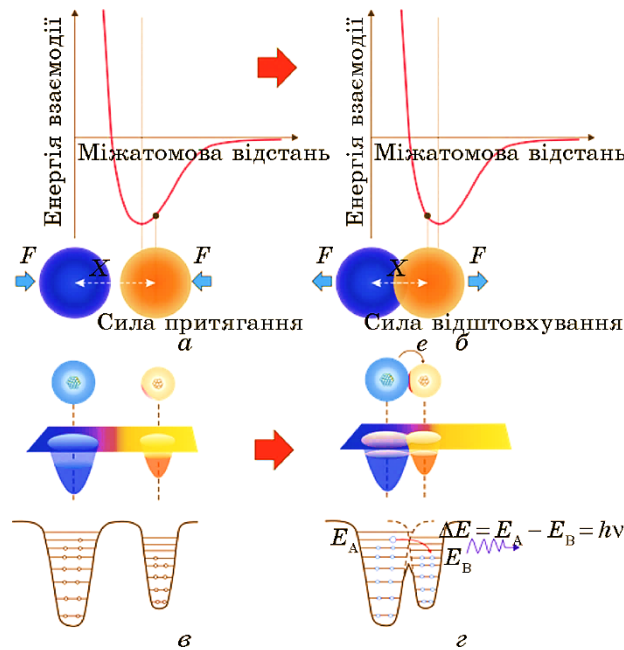


Рис. 1. Модель електронних хмар, що перекриваються, для пояснення контактної електризації [14]: енергія взаємодії двох атомів в залежності від міжатомової віддалі у випадку притягувальної та відштовхувальної сили відповідно (*а*, *б*); схематичне зображення електронних хмар та енергетичних станів електронів двох атомів, що належать матеріалам А і В, коли атоми знаходяться на різній віддалі один від одного (перехід електрона від атома А до атома В показано червоною стрілкою) (*в*, *г*).

Fig. 1. Overlapping electron-cloud model for explaining contact electrification [14]: interaction energy of two atoms depending on the interatomic distance in the case of attractive and repulsive forces, respectively (*a*, *b*); schematic representation of electron clouds and energy states of electrons of two atoms belonging to materials A and B, when the atoms are at different distances from each other (the transition of an electron from atom A to atom B is shown by the red arrow) (*c*, *d*).

електронного переходу між будь-якими двома матеріалами та може бути поширений на випадки контакту рідина–тверде тіло та рідина–рідина, газ–тверде тіло й газ–рідина [16]. Електронний перехід, показаний на рис. 1, з, називають Ванговим переходом для контактної електризації. В процесі переходу відбувається випромінювання фотонів, що було підтверджено експериментальними дослідженнями. Можливо, ці дослідження започатковують фотонну спектроскопію контактної електризації на межі поділу фаз [17].

2.2. Принципи роботи трибоелектричних наногенераторів

Розрізняють два види електричних струмів: струм провідності, який створюється «вільними» зарядами, що рухаються, і струм зміщення, який пов'язується із змінним у часі електричним полем. В електромагнетному генераторі генерування відбувається за рахунок струму провідності — потоку електронів у провіднику, що рухаються під дією Лорентцевої сили. Генератори на основі п'єзоелектричного, піроелектричного та трибоелектричного ефектів використовують струм зміщення як рушійну силу для ефективного перетворення механічної енергії у електричну енергію/сигнал. Внутрішнє та зовнішнє кола з'єднуються на двох електродах, утворюючи замкнений контур. Струм зміщення у внутрішньому колі можна вважати причиною виникнення ємнісного струму провідності у зовнішньому колі.

Дослідники виділяють наступні робочі режими трибоелектричних наногенераторів [18, 19].

Режим контакту–розділення. TENG, що працює в режимі контакту–розділення, використовує фізичний контакт між двома діелектричними плівками з різною спорідненістю щодо електронів (принаймні, одна з них є ізолятором) (рис. 2, а) [18]. В умовах контакту на плівках з'являються протилежні за знаком трибоелектричні заряди. Коли в подальшому плівки розділяють, між електродами на неконтактуючих поверхнях плівок виникає різниця потенціалів. Якщо електроди з'єднано через навантаження, електрони з однієї електроди перетікають на іншу, доки не буде досягнуто рівновагу. Коли зазор закривається, струм тече у протилежному напрямку, і різниця потенціалів електрод зникає. Періодичний контакт і розділення змушують електрони переміщуватися між електродами, створюючи змінний струм у зовнішньому колі.

Режим бічного ковзання (рис. 2, б) [18]. Коли поверхні двох матеріалів із різною трибоелектричною полярністю стикаються на всьому своєму просторі, утворені на них трибоелектричні заряди протилежного знаку нейтралізують поля один одного за межами області контакту. За відносного зміщення поверхонь з'являються ділянки з некомпенсованим трибоелектричним зарядом, який спричиняє пе-

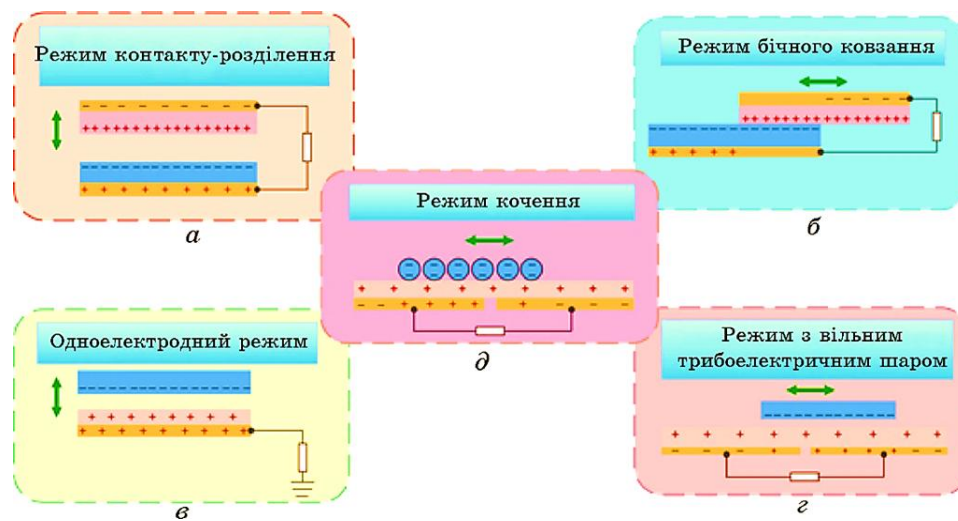


Рис. 2. Режими роботи трибоелектричних наногенераторів [18, 19]: режим контакту–розділення (а), режим бічного ковзання (б), одноелектродний режим (в), режим з вільним трибоелектричним шаром (г), режим кочення (д).

Fig. 2. Operating modes of triboelectric nanogenerators [18, 19]: contact-separation mode (a), lateral-sliding mode (б), single-electrode mode (в), free-standing triboelectric-layer mode (г), and rolling mode (д).

перозподіл заряду в електродах і струм у зовнішньому колі.

Одноелектродний режим. Одноелектродний трибоелектричний генератор є найбільш корисним для використання вільного руху об'єкта без підключення з'єднувального дроту. Як показано на рис. 2, в, за періодичного зближення й віддалення ізолюваного зарядженого трибоелектричного шару відносно трибоелектричного шару на нерухомій заземленій електроді створюється струм у колі електрода–Земля.

Режим з вільним трибоелектричним шаром (рис. 2, г). В цьому варіанті конструкції TENG [18] струм між двома електродами утворюється внаслідок асиметричного розподілу заряду, який виникає під час руху вільного зарядженого трибоелектричного шару вздовж нерухомого шару, з'єднаного з електродами (рис. 2, г). Цей режим є зручним для забирання енергії від рухомого об'єкта; водночас вся система залишається мобільною, бо не потребує заземлення.

Режим кочення (рис. 2, д). Принцип генерування струму в режимі кочення той же самий, як і в попередньому режимі, але замість рухомого трибоелектричного шару використовується масив кульок, які можуть перекочуватися по поверхні нерухомого трибоелектричного шару [19]. Трибоелектричний заряд збирається на поверхні кульок. Режим кочення дає змогу понизити зношування матеріалів

під час трибоелектризації, не погіршуючи водночас вихідні характеристики TENG.

Незалежно від режиму, розрізняємо дві фази роботи TENG: 1) фаза повного контакту, коли відбувається формування заряду на поверхнях трибоелектричних шарів, а електричне поле зосереджене в області контакту, 2) фаза розділення зарядів, коли внаслідок розведення трибоелектричних шарів або відносного зсуву їх виникає різниця потенціалів електрод і в зовнішньому колі тече струм.

В цьому контексті розглянемо можливі механізми впливу на роботу TENG плазмонного резонансу в металевих частинках, втілених у трибоелектричний шар. Нехай трибоелектричний шар опромінюється природнім світлом. Природнє світло можна вважати сукупністю великої кількості лінійно-поляризованих хвиль з частотами в широкому інтервалі, хаотичними фазами та напрямками поляризації. На частотах поверхневого плазмонного резонансу збуджуються коливання заряду в металевих частинках-включеннях. В кожен момент часу частинки можна розглядати як диполі з випадковим розподілом моментів за напрямком і величиною. В обох фазах робочого циклу TENG диполі в приповерхневій області трибоелектричних шарів знаходяться під дією поля трибоелектричних зарядів. Незалежно від причини, чи є то орієнтаційна поляризація (часткове впорядкування моментів диполів за напрямком) [13], чи утворення пар електрон-дірка під час розпаду плазмонів [11], результатом є виникнення в приповерхневій області трибоелектричних шарів заряду, який ми будемо називати поляризаційним. Знак поляризаційного заряду є протилежним знаку трибоелектричного заряду; тому в фазі 1 поле поляризаційних зарядів сприяє переходу електронів між контактуючими шарами, збільшуючи поверхневу густину трибоелектричних зарядів.

Оскільки процес ґенерування плазмонів є частотно-залежним, для оцінки впливу плазмонного резонансу в частинках-втіленнях на характеристики TENG ми використовуємо частотно-залежну діелектричну функцію композита на основі сфероїдальних металевих наночастинок, втілених у шар полідиметилсилоксану (PDMS).

2.3. Математичний модель

Будемо досліджувати трибоелектричний шар наноґенератора, який являє собою матричне діелектричне середовище (частіше за все — PDMS) із втіленими у нього хаотично орієнтованими сфероїдальними металевими наночастинками. Трибоелектричний шар має властивості композита із залежною від частоти ефективною діелектричною функцією.

Оскільки струм, що ґенерується впродовж робочого циклу TENG, визначається зарядом, який формується на поверхнях трибоелект-

ричних шарів під час їхнього контакту, то однією з основних характеристик TENG є поверхнева густина поляризаційного заряду. Для оцінки цієї величини скористаємося співвідношенням [13]

$$\sigma_{\text{pol}}/\sigma_{\text{tr}} = 1 - (1 + |\varepsilon_{\text{eff}} - 1|)^{-1}, \quad (1)$$

де σ_{pol} і σ_{tr} — поверхневі густини поляризаційного та трибоелектричного зарядів, ε_{eff} — ефективна діелектрична функція композитного трибоелектричного шару.

Надалі вважатимемо, що концентрація металевих втілень є малою; отже, для дослідження електрофізичних й оптичних властивостей нанокompозита можна скористатися моделями типу Максвелл-Гарнеттового. У звичайному Максвелл-Гарнеттовому моделю вираз для ефективної діелектричної функції композита зі сфероїдальними металевими включеннями має вигляд (див., наприклад, [20] і посилання там)

$$\varepsilon_{\text{eff}}(\omega) = \frac{(1 - \beta)\varepsilon_m + \beta(2\vartheta_{\perp}\varepsilon^{\perp} + \vartheta_{\parallel}\varepsilon^{\parallel})/3}{1 - \beta + \beta(2\vartheta_{\perp} + \vartheta_{\parallel})/3}, \quad (2)$$

де ε_m — діелектрична проникність PDMS, β — об'ємний вміст металу в композиті,

$$\vartheta_{\perp(\parallel)} = \varepsilon_m / (\varepsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}(\varepsilon^{\perp(\parallel)} - \varepsilon_m)). \quad (3)$$

Діагональні компоненти діелектричного тензора металеві частинки в моделю Друде —

$$\varepsilon_{\perp(\parallel)}(\omega) = \varepsilon^{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)})}; \quad (4)$$

фактори деполаризації й ексцентриситети дорівнюють: для витягнутих сфероїдів ($a_1 > b_t$)

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{1 - e_p^2}{e_p^2} \left(-1 + \frac{1}{2e_p} \ln \frac{1 + e_p}{1 - e_p} \right), \quad \mathcal{L}_{\perp} = (1 - \mathcal{L}_{\parallel}) / 2, \quad (5)$$

$$e_p = \sqrt{1 - b_t^2/a_1^2}, \quad (6)$$

для сплюснених сфероїдів ($a_1 < b_t$)

$$\mathcal{L}_{\parallel} = \frac{\sqrt{1 - e_p^2}}{e_p^3} \left(\frac{e_p}{\sqrt{1 - e_p^2}} - \arctg \frac{e_p}{\sqrt{1 - e_p^2}} \right), \quad \mathcal{L}_{\perp} = (1 - \mathcal{L}_{\parallel}) / 2, \quad (7)$$

$$e_p = \sqrt{1 - a_1^2/b_t^2}, \quad (8)$$

де a_1 і b_t — велика (мала) та мала (велика) піввісі витягнутого (сплюсненого) сфероїда.

У формулі (4) ω_p — плазмова частота, ε^∞ — внесок кристалічної ґратниці в діелектричну проникність металу. Поперечна та поздовжня компоненти тензора ефективної швидкості релаксації включають адитивні внески за трьома механізмами — об'ємної й поверхневої релаксації та радіаційного згасання:

$$\gamma_{\text{eff}}^{\perp(\parallel)} = \gamma_{\text{bulk}} + \gamma_s^{\perp(\parallel)} + \gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)}, \quad (9)$$

де швидкість об'ємного згасання $\gamma^{\text{bulk}} = \text{const}$ для обраного металу, поперечні (поздовжні) компоненти швидкостей поверхневої релаксації та радіаційного згасання визначаються виразами [20]

$$\gamma_s^{\perp(\parallel)} = \frac{9}{16} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\varepsilon_m + \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}(1 - \varepsilon_m)} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{v_F}{2b_t} F_{\perp(\parallel)}(e_p), \quad (10)$$

$$\gamma_{\text{rad}}^{\perp(\parallel)} = \frac{V}{8\pi} \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}}{\sqrt{\varepsilon_m(\varepsilon^\infty + (1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)})\varepsilon_m / \mathcal{L}_{\perp(\parallel)})}} \left(\frac{\omega_p}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{v_F}{2b_t} F_{\perp(\parallel)}(e_p), \quad (11)$$

У формулах (10) і (11) v_F — Фермійова швидкість електронів, c — швидкість світла, $V = 4\pi a_1 b_t^2 / 3$ — об'єм витягнутого (сплюсненого) сфероїда. Розмірно залежні функції мають вигляд: для витягнутих сфероїдів

$$F_{\perp}(e_p) = \frac{1}{e_p^3} \left\{ e_p \sqrt{1 - e_p^2} \left(\frac{1}{2} + e_p \sqrt{1 - e_p^2} \right) + 2 \left(e_p^2 - \frac{1}{4} \right) \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{1 - e_p^2} \right) \right\}, \quad (12)$$

$$F_{\parallel}(e_p) = \frac{1}{e_p^3} \left\{ \frac{\pi}{2} - \arcsin \sqrt{1 - e_p^2} + e_p \sqrt{1 - e_p^2} (2e_p^2 - 1) \right\}; \quad (13)$$

для сплюснених сфероїдів

$$F_{\perp}(e_p) = \frac{(1 - e_p^2)^{1/2}}{2e_p^3} \left\{ \frac{e_p(1 + e_p^2)}{1 - e_p^2} + \frac{1}{2} (1 + 3e_p^2) \ln \frac{1 + e_p}{1 - e_p} \right\}, \quad (14)$$

$$F_{\parallel}(e_p) = \frac{(1 - e_p^2)^{3/2}}{2e_p^3} \left\{ \frac{e_p(1 + e_p^2)}{(1 - e_p^2)^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{1 + e_p}{1 - e_p} \right\}. \quad (15)$$

Для врахування розміру частинок використовують розмірно скоригований Максвелл-Гарнеттів модель [21]. Зазначимо, що безпосередня розмірна корекція співвідношення (2) неможлива. Тому скористаємося виразами для розмірно скоригованих діагональних компонент тензора поляризованості [22]:

$$\bar{\alpha}_{\perp(\parallel)} = \frac{\alpha_{\perp(\parallel)}}{1 - \Delta_{\perp(\parallel)} \alpha_{\perp(\parallel)}} \quad (16)$$

з діагональними компонентами тензора поляризованості

$$\alpha_{\perp(\parallel)} = \frac{\varepsilon_{\perp(\parallel)} - \varepsilon_m}{\varepsilon_{\perp(\parallel)} + (1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}) \varepsilon_m / \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}} \quad (17)$$

і коригувальним розмірним фактором

$$\Delta_{\perp(\parallel)} = x_{\perp(\parallel)}^2 + \frac{2}{3} i x_{\perp(\parallel)}^3, \quad x_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_m} \frac{\omega b_t}{c}, \quad x_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_m} \frac{\omega a_1}{c}. \quad (18)$$

Підставляючи в (2) вирази для $\mathfrak{G}_{\perp(\parallel)}$ і $\varepsilon_{\perp(\parallel)}$:

$$\mathfrak{G}_{\perp(\parallel)} = 1 - \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)}, \quad \varepsilon_{\perp(\parallel)} = \varepsilon_m \frac{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)} + (1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)}) \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)}}{\mathcal{L}_{\perp(\parallel)} (1 - \bar{\alpha}_{\perp(\parallel)})}, \quad (19)$$

одержуємо наступне співвідношення для розмірно скоригованої діелектричної функції композита:

$$\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega) = \varepsilon_m \frac{1 + \beta \left(2(1 - \mathcal{L}_{\perp}) \bar{\alpha}_{\perp} / \mathcal{L}_{\perp} + (1 - \mathcal{L}_{\parallel}) \bar{\alpha}_{\parallel} / \mathcal{L}_{\parallel} \right) / 3}{1 - \beta (2 \bar{\alpha}_{\perp} + \bar{\alpha}_{\parallel}) / 3}. \quad (20)$$

У граничному випадку $\Delta_{\perp(\parallel)} \rightarrow 0$ вираз (20) набуває вигляду (2).

Модифікування трибоелектричного шару плазмонними наночастинками приводить до зростання фактора якості трибоелектричного матеріалу

$$\text{FOM}_m = \sigma^2, \quad (21)$$

де поверхнева густина заряду на трибоелектричних шарах —

$$\sigma = \sigma_{\text{tr}} + \sigma_{\text{pol}}, \quad (22)$$

σ_{tr} — заряд, зумовлений контактною електризацією, σ_{pol} — доданок, що виникає внаслідок поляризації.

Користуючись (1) і (22) з (21), можна одержати вираз для безрозмірного FOM_m :

$$\text{FOM}_m = \left(\frac{\sigma_{\text{tr}} + \sigma_{\text{pol}}}{\sigma_{\text{tr}}} \right)^2 = \left(1 + \frac{|\varepsilon_{\text{eff}} - 1|}{1 + |\varepsilon_{\text{eff}} - 1|} \right)^2. \quad (23)$$

Надалі для розрахунків будуть використовуватися співвідношення (1), (2), (20) і (23) з урахуванням (3)–(19).

3. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Розрахунки частотних залежностей ефективної діелектричної функції, відносної поверхневої густини поляризаційного заряду та нормованого FOM проводилися для трибоелектричного шару, що являє собою композит на основі полідиметилсилоксану ($\epsilon_m = 2,7$) з хаотично розташованими сфероїдальними наночастинками різних розмірів із різних металів. Параметри, необхідні для розрахунків, наведено в табл. 1.

На рисунку 3 наведено порівняння частотних залежностей дійсної й уявної частин ефективних діелектричних функцій, розрахованих з використанням Максвелл-Гарнеттового моделю і розмірно скоригованого Максвелл-Гарнеттового моделю, для трибоелектричних шарів, модифікованих витягнутими та сплюсненими сфероїдальними металевими наночастинками. Зазначимо, що розмірна корекція істотно впливає на ефективну діелектричну функцію композитів з частинками обох форм (криві 1, 2 і 3, 4 на рис. 3). Цей вплив виражається у зменшенні амплітуди екстремумів $\text{Re}(\text{Im})\epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ у порівнянні з $\text{Re}(\text{Im})\epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ та у їхньому «червоному» зсуві. Одержаний результат корелює з результатом для композитів зі сферичними металевими включеннями [13], проте для композитів із витягнутими та сплюсненими сфероїдами «червоний» зсув екстремумів у розмірно скоригованому моделю є більш істотним. Екстремуми дійсної й уявної частин ефективної діелектричної функції відповідають частотам поздовжнього та поперечного поверхневих плазмонних резонансів для композитів із витягнутими та сплюсненими сфероїдальними включеннями відповідно. Розрахунки свідчать про те, що в області цих екстремумів із великою точністю виконується умова збудження поверхневих плазмонних резонансів на межі метал–PDMS:

$$\text{Re} \epsilon_{\perp(\parallel)}(\omega_{\text{sp}}^{\perp(\parallel)}) = -\left((1 - \mathcal{L}_{\perp(\parallel)})/\mathcal{L}_{\perp(\parallel)}\right)\epsilon_m$$

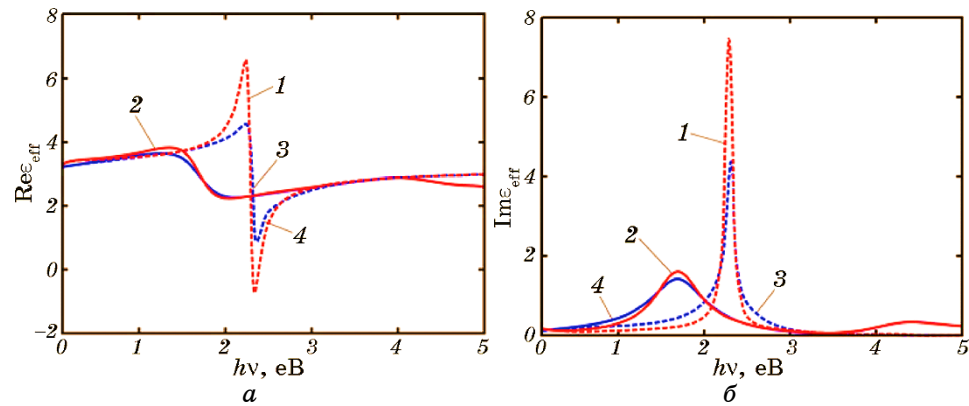
для сплюснених (витягнутих) включень, а незначні відхилення пов'язані з різним об'ємним вмістом включень у композиті.

Перед тим як перейти до обговорення наступних результатів, зазначимо, що надалі будуть розглядатися розрахунки частотних залежностей лише для трибоелектричних шарів, модифікованих витягнутими сфероїдами, оскільки відповідні результати для сплюснених сфероїдів від них майже не відрізняються. Це пояснюється близькими значеннями $\text{Re}(\text{Im})\epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ для композитів із витягнутими та сплюсненими сфероїдальними включеннями у всьому частотному інтервалі (криві 2 і 4 на рис. 3).

Криві частотних залежностей дійсної й уявної частин розмірно скоригованої діелектричної функції трибоелектричного шару з ви-

ТАБЛИЦЯ 1. Параметри металів (див. [20, 23] і посилання там).**TABLE 1.** Metals' parameters (see Refs. [20, 23] and references therein).

Параметер	Метали				
	Pd	Ag	Pt	Au	Cu
ε^∞	2,52	3,70	4,42	9,84	12,03
$\nu_F \cdot 10^{-6}$, м/с	2,84	1,49	2,98	1,41	1,34
$\hbar\omega_p$, eV	9,70	9,17	15,2	9,07	12,6
$\hbar\gamma_{\text{bulk}}$, eV	0,091	0,016	0,069	0,023	0,024

**Рис. 3.** Частотні залежності дійсної (а) й уявної (б) частин ефективної діелектричної функції, розраховані в Максвелл-Гарнеттовому моделю (криві 1 і 3) і розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю (криві 2 і 4) для витягнутих (червоні криві) і сплюснених (сині криві) сфероїдальних включень Au із $\beta = 0,10$.**Fig. 3.** Frequency dependences of the real (a) and imaginary (b) parts of the effective dielectric function calculated within the Maxwell Garnett model (curves 1 and 3) and the size-corrected Maxwell Garnett model (curves 2 and 4) for prolate (red curves) and oblate (blue curves) spheroidal inclusions Au at $\beta = 0.10$.

тягнутими сфероїдальними частинками-втіленнями різного ексцентриситету зображено на рис. 4. Результати розрахунків демонструють незначний вплив ексцентриситету сфероїда на $\text{Re}(\text{Im})\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$ практично у всій досліджуваній області частот, крім вузьких інтервалів поблизу екстремумів. Зі збільшенням ексцентриситету (коли сфероїд стає сильно витягнутим) збільшуються максимальні значення $\text{Re}(\text{Im})\varepsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}$. Крім того, зі збільшенням ексцентриситету максимуми виявляють незначний «червоний» зсув.

Частотні залежності відносної поверхневої густини поляриза-

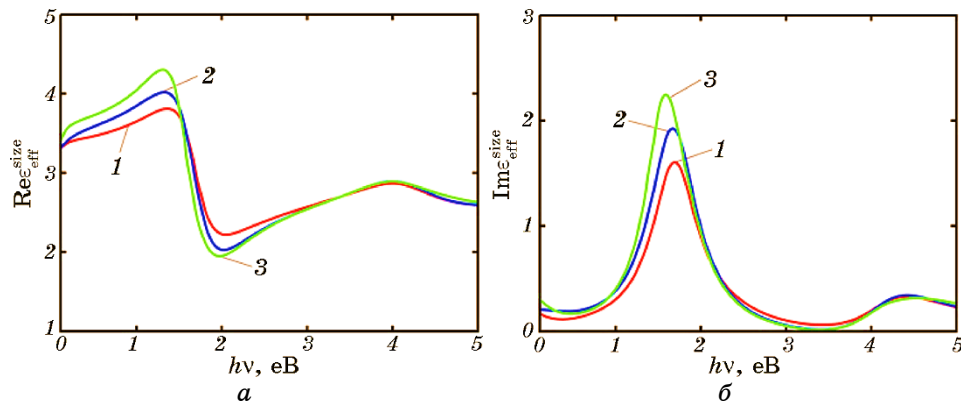


Рис. 4. Частотні залежності дійсної (а) й уявної (б) частин ефективної діелектричної функції, розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю для витягнутих сфероїдальних включень Au із $\beta = 0,10$ за різних значень ексцентриситету: 1 — $e_p = 0,2$, 2 — $e_p = 0,5$, 3 — $e_p = 0,8$.

Fig. 4. Frequency dependences of the real (a) and imaginary (б) parts of the effective dielectric function calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroidal Au inclusions at $\beta = 0.10$ and different eccentricity values: 1 — $e_p = 0.2$, 2 — $e_p = 0.5$, 3 — $e_p = 0.8$.

ційного заряду продемонстровано на рис. 5 і 6. Зазначимо, що криві на рис. 5, а якісно подібні кривим $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}(\omega)$ і $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}(\omega)$, наведеним на рис. 3, а та рис. 4, а відповідно. Відносна поверхнева густина $\sigma_{\text{pol}}/\sigma_{\text{tr}}$ слабко зростає зі збільшенням ексцентриситету частинок-втілень (рис. 5, б). Більш істотне збільшення відносної поверхневої густини поляризаційного заряду спостерігається зі зміною матеріалу втілених наночастинок у ряду $\text{Pt} \rightarrow \text{Pd} \rightarrow \text{Cu} \rightarrow \text{Ag} \rightarrow \text{Au}$ (рис. 6, а), а також із збільшенням об'ємного вмісту металевих наночастинок β у трибоелектричному шарі (рис. 6, б). Це пояснюється відмінностями оптичних властивостей металів і посиленням прояву плазмонних ефектів (зростанням поверхневої густини заряду на трибоелектричних шарах) зі збільшенням об'ємного вмісту частинок-втілень.

На рисунку 7 наведено частотні залежності безрозмірного фактора якості FOM_m матеріалу трибоелектричного шару. Поведінка FOM_m корелює з поведінкою частотних залежностей $\text{Re } \epsilon_{\text{eff}}^{\text{size}}$ і $\sigma_{\text{pol}}/\sigma_{\text{tr}}$ в обох моделях ефективного середовища та незалежно від геометрії частинок-включень.

Для одержання вищого фактора якості доцільно втілювати у трибоелектричний шар сильно витягнуті сфероїдальні наночастинок-

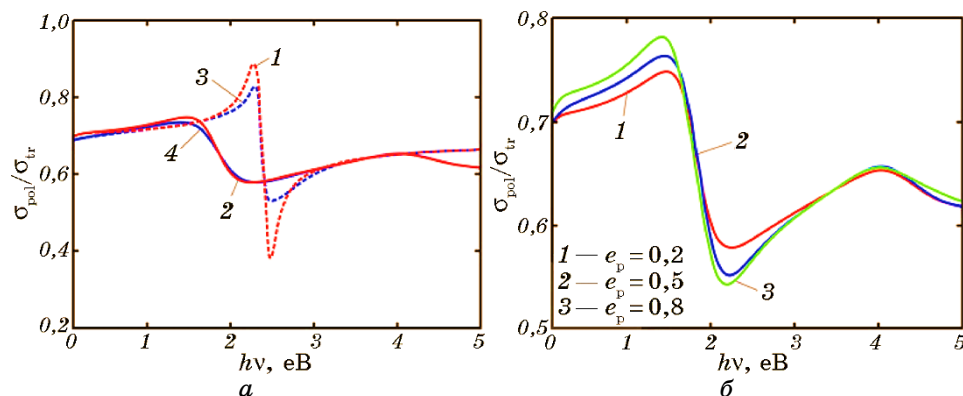


Рис. 5. Частотні залежності відносної поверхневої густини поляризаційного заряду для сфероїдальних включень Au із $\beta = 0,10$: розраховані в Максвелл-Гарнеттовому моделю та розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю (позначення такі ж самі, як і на рис. 3) (а); розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю для витягнутих сфероїдів за різних значень ексцентриситету (б).

Fig. 5. Frequency dependences of the relative polarization charge surface density for spheroidal Au inclusions at $\beta = 0.10$: calculated within the Maxwell Garnett model and the size-corrected Maxwell Garnett model (the notations are the same as in Fig. 3) (a); calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroids at different eccentricity values (b).

ки (з якомога більшим ексцентриситетом). До зростання FOM_m приводить також збільшення об'ємного вмісту втілених у трибоелектричний шар металевих частинок.

Наприкінці зазначимо, що розрахунки за формулою (1) слід вважати оціночними, оскільки ця формула ґрунтується на припущенні, що диполі-плазмони, згенеровані світлом, одержують високого ступеня впорядкування за напрямком у полі трибоелектричних зарядів, незважаючи на хаотичні зміни поля неполяризованої світлової хвилі.

З цієї причини збільшення поверхневої густини заряду на трибоелектричних шарах внаслідок плазмонних резонансів у металевих частинках-втіленнях, одержане з використанням формули (1), є завищеним.

4. ВИСНОВКИ

Обґрунтовано механізм впливу поверхневих плазмонних резонансів у металевих наносфероїдах, втілених у трибоелектричний шар, на густину заряду на трибоелектричних шарах та експлуатаційні

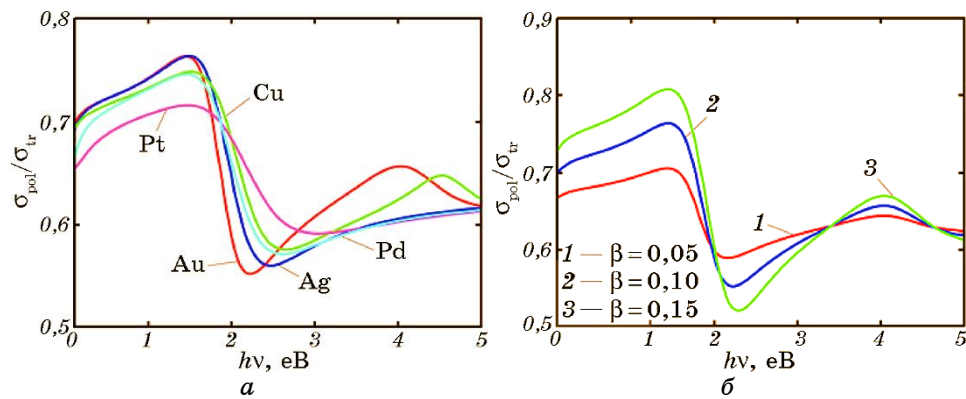


Рис. 6. Частотні залежності відносної поверхневої густини поляризаційного заряду, розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю, для витягнутих сфероїдальних втілень різних металів із $\beta = 0,10$ (а) та втілень Au з різним об'ємним вмістом (б).

Fig. 6. Frequency dependences of the relative polarization-charge surface density calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroidal inclusions of various metals at $\beta = 0.10$ (a) and Au inclusions with different volume contents (b).

характеристики TENG.

Одержано частотні залежності ефективної діелектричної функції, поверхневої густини поляризаційного заряду та безрозмірного FOM трибоелектричних шарів з металевими втіленнями у формі витягнутих і сплюснених сфероїдів. Для ефективного середовища використано Максвелл-Гарнеттів модель і розмірно скоригований Максвелл-Гарнеттів модель.

Порівняння одержаних в рамках обох моделей чисельних результатів виявило істотний вплив розмірної корекції для композитів зі сфероїдальними наночастинками, а саме, «червоний» зсув екстремумів дійсної й уявної частин ефективної діелектричної функції та значне зменшення їхньої амплітуди.

Встановлено, що екстремуми ефективної діелектричної функції нанокompозита відповідають поздовжньому ППР (витягнуті частинки-включення) та поперечному ППР (сплюснені частинки-включення).

Результати розрахунків в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделю показали, що збільшення ексцентриситету частинок-втілень приводить до помітної зміни кривих частотної залежності дійсної й уявної частин діелектричної функції лише у вузькій області в околі екстремумів.

Продемонстровано, що матеріал і об'ємний вміст втілених наночастинок сильніше впливають на поверхневу густину поляризацій-

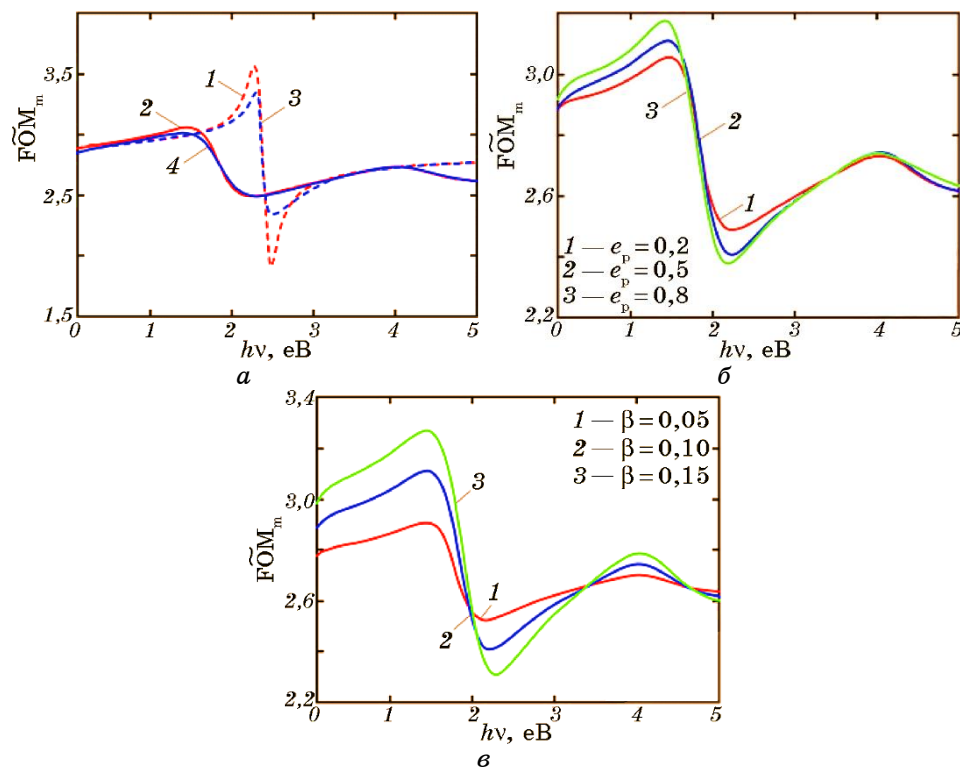


Рис. 7. Частотні залежності безрозмірного фактора якості для трибоелектричного шару зі сфероїдальними втіленнями Au із $\beta = 0,10$: розраховані у Максвелл-Гарнеттовому моделі та розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделі (позначення такі ж, як і на рис. 3) (а); розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделі для витягнутих сфероїдальних включень за різних значень ексцентриситету (б); розраховані в розмірно скоригованому Максвелл-Гарнеттовому моделі для різного об'ємного вмісту (в).

Fig. 7. Frequency dependences of the dimensionless FOM for the triboelectric layer with spheroidal Au inclusions at $\beta = 0.10$: calculated within the Maxwell Garnett model and the size-corrected Maxwell Garnett model (the notations are the same as in Fig. 3) (a); calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for prolate spheroidal inclusions with different eccentricity values (б); calculated within the size-corrected Maxwell Garnett model for different volume contents.

ного заряду, ніж ексцентриситет. Це пояснюється істотними відмінностями оптичних параметрів металів і посиленням плазмонного відгуку зі збільшенням об'ємного вмісту частинок-втілень.

Результати розрахунку FOM указують на те, що для досягнення максимального фактора якості доцільно втілювати у трибоелект-

ричний шар TENG витягнуті сфероїдальні наночастинки (з достатньо великим об'ємним вмістом).

ВНЕСОК АВТОРІВ

Г.В.М. виконав обчислення та написав рукопис за участю всіх авторів. Р.Ю.К. переглянув літературу та зібрав дані про режими роботи й різні типи трибоелектричних наногенераторів, а також верифікував аналітичні підходи. А.В.К. і В.П.К. курирували проєкт, розробили основні концептуальні ідеї, надавали критичні відгуки та контролювали результати цієї роботи. Усі автори схвалили остаточний варіант рукопису.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. X. Fan, B. Liu, J. Ding, Y. Deng, X. Han, W. Hu, and C. Zhong, *Batteries Supercaps*, **3**, Iss. 12: 1262 (2020).
2. C. Xu, Y. Song, M. Han, and H. Zhang, *Microsyst. Nanoeng.*, **7**: 25 (2021).
3. S. Wang, L. Lin, and Z. L. Wang, *Nano Lett.*, **12**: 6339 (2012).
4. Q. Zhou, K. Lee, K. N. Kim, J. G. Park, J. Pan, J. Bae, J. M. Baik, and T. Kim, *Nano Energy*, **57**: 903 (2019).
5. Y. Shao, C.-P. Feng, B.-W. Deng, B. Yin, and M.-B. Yang, *Nano Energy*, **62**: 620 (2019).
6. J.-H. Zhang, Y. Li, J. Du, X. Hao, and H. Huang, *J. Mater. Chem. A*, **7**: 11724 (2019).
7. M. Kim, D. Park, M. M. Alam, S. Lee, P. Park, and J. Nah, *ACS Nano*, **13**, Iss. 4: 4640 (2019).
8. D. Wang, Y. Lin, D. Hu, P. Jiang, and X. Huang, *Compos. A*, **130**: 105754 (2020).
9. D.-L. Wen, X. Liu, H.-T. Deng, D.-H. Sun, H.-Y. Qian, J. Brugger, and X.-S. Zhang, *Nano Energy*, **66**: 104123 (2019).
10. X. Chen, F. Wang, Y. Zhao, P. Wu, L. Gao, C. Ouyang, Y. Yang, and X. Mu, *Research*, **2022**: 9765634 (2022).
11. L. Gao, X. Chen, S. Lu, H. Zhou, W. Xie, J. Chen, M. Qi, H. Yu, X. Mu, Z. L. Wang, and Y. Yang, *Adv. Energy Mater.*, **9**, No. 44: 1902725 (2019).
12. X. Chen, Y. Zhao, F. Wang, D. Tong, L. Gao, D. Li, L. Wu, X. Mu, and Y. Yang, *Adv. Sci.*, **9**, No. 4: e2103957 (2022).
13. A. V. Korotun, V. P. Kurbatsky, R. Yu. Korolkov, and H. V. Moroz, *Physics and Chemistry of Solid State*, **27**, No. 1: 101 (2026).
14. Z. L. Wang and A. C. Wang, *Mater. Today*, **30**: 34 (2019).
15. C. Xu, Y. L. Zi, A. C. Wang, H. Zou, Y. Dai, X. He, P. Wang, Y.-C. Wang, P. Feng, D. Li, and Z. L. Wang, *Adv. Mater.*, **30**, Iss. 15: 1706790 (2018).
16. J. H. Nie, Z. W. Ren, L. Xu, S. Lin, F. Zhan, X. Chen, and Z. L. Wang, *Adv. Mater.*, **32**, Iss. 2: 1905696 (2019).
17. D. Li, C. Xu, Y. Liao, W. Cai, Y. Zhu, and Z. L. Wang, *Sci. Adv.*, **7**, Iss. 39: eabj0349 (2021).
18. Z. L. Wang, *Faraday Discuss.*, **176**: 447 (2014).

19. L. Lin, Y. N. Xie, S. M. Niu, S. H. Wang, P.-K. Yang, and Z. L. Wang, *ACS Nano*, **9**, Iss. 1: 922 (2015).
20. N. I. Pavlyshche, A. V. Korotun, and V. P. Kurbatsky, *Chemistry, Physics and Technology of Surface*, **14**, No. 4: 561 (2023).
21. A. V. Korotun, N. A. Smyrnova, I. M. Titov, and H. M. Shylo, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **45**, No. 5: 569 (2023) (in Ukrainian).
22. A. Moroz, *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, Iss. 3: 517 (2009).
23. N. I. Pavlyshche, A. V. Korotun, V. P. Kurbatsky, and R. Yu. Korolkov, *Functional Mater.*, **32**, No. 1: 108 (2025).

PACS numbers: 46.35.+z, 61.72.Bb, 61.72.Hh, 61.72.Lk, 62.20.fg, 83.10.Ff

Features of the Motion of the Critical Segment of Dislocation in a Multicomponent Alloy

M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, M. P. Brodnikovskyy, T. I. Verbytska*,
D. S. Leonov**, and M. Yu. Barabash*,**,***

*I. M. Frantsevich Institute for Problems in Materials Science, N.A.S. of Ukraine,
3 Omeljan Pritsak Str.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

**National Technical University of Ukraine
'Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute',
37 Beresteiskyi Ave.,
UA-03056 Kyiv, Ukraine*

***Technical Centre, N.A.S. of Ukraine,
13 Pokrovs'ka Str.,
UA-04070 Kyiv, Ukraine*

****Institute for Applied Control Systems, N.A.S. of Ukraine,
42 Academician Hlushkov Ave.,
UA-03187 Kyiv, Ukraine*

The motion of a critical segment of a dislocation in a field of stochastic shear stresses within the glide plane in a multicomponent alloy can be considered as one-dimensional motion of an effective point object to analyse thermal activation. However, such point objects should be regarded as under the influence of an effective one-dimensional distribution of shear stresses, the characteristics of which differ from the characteristics of a real two-dimensional distribution. A method for determining the characteristics of an effective distribution is proposed. Such distribution can be found by averaging the field of stochastic shear stresses over a characteristic region of the glide

Corresponding author: Maksym Yuriyovych Barabash
E-mail: mbarabash@nasu.kiev.ua

Citation: M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, M. P. Brodnikovskyy, T. I. Verbytska, D. S. Leonov, and M. Yu. Barabash, Features of the Motion of the Critical Segment of Dislocation in a Multicomponent Alloy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 6: 569–586 (2026). DOI: [10.15407/mfint.48.06.0569](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0569)

© Publisher PH 'Akademperiodyka' of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

plane, which is a rectangle with dimensions equal to the length and height of the average bulge of the critical segment. It is possible because moving critical segments can be considered as 'smeared' ones over this characteristic region. Thus, the standard deviation and correlation length of an effective distribution can be determined from the known two-dimensional distribution. With the use of computer simulation, the dependence of the characteristics of the one-dimensional distribution on the characteristic averaging length is determined. As shown, the standard deviation of an effective distribution decreases and its correlation length increases with increasing averaging length, *i.e.*, the height of the average bulge. Therefore, the effective distribution has a smaller standard deviation and a longer correlation length compared to the corresponding characteristics of the field of stochastic shear stresses. The estimation of characteristics of effective distribution of shear stresses is important to analyse dislocation motion assisted with thermal activation in a multicomponent alloy.

Key words: multicomponent alloy, dislocation, shear stress, standard deviation, correlation length.

Для аналізу термічної активації рух критичного сегмента дислокації у полі стохастичних зсувних напружень у площині ковзання у багатокомпонентному стопі можна розглядати як одновимірний рух деякого ефективного точкового об'єкта. Однак такі точкові об'єкти слід розглядати як такі, що знаходяться під впливом ефективного одновимірного розподілу зсувних напружень, характеристики якого відрізняються від характеристик реального двовимірного розподілу. Запропоновано методу визначення характеристик такого ефективного розподілу. Такий розподіл можна знайти шляхом усереднення поля стохастичних напружень зсуву по характерній області площини ковзання, яка являє собою прямокутник з розмірами, що дорівнюють довжині та висоті середньої опуклості критичного сегмента. Це можливо, оскільки рухомі критичні сегменти можна вважати «розмазаними» по цій характерній області. Таким чином, стандартний відхил і довжину кореляції ефективного розподілу можна визначити з відомого двовимірного розподілу. За допомогою комп'ютерного моделювання визначено залежність характеристик ефективного одновимірного розподілу від характерної довжини усереднення. Показано, що стандартний відхил ефективного розподілу зменшується, а його довжина кореляції збільшується зі збільшенням довжини усереднення, тобто висоти середньої опуклості. Отже, ефективний розподіл має менший стандартний відхил і більшу довжину кореляції порівняно з відповідними характеристиками поля стохастичних зсувних напружень. Оцінка характеристик ефективного одновимірного розподілу зсувних напружень є важливою для аналізу термоактивованого руху дислокацій у багатокомпонентному стопі.

Ключові слова: багатокомпонентний стоп, дислокація, зсувне напруження, стандартний відхил, довжина кореляції.

(Received 26 February, 2026; in final version, 13 March, 2026)

1. INTRODUCTION

In many cases, multicomponent alloys can be used at elevated temperatures, and then the temperature dependence of their yield point will be critical. This dependence is caused by the thermally activated motion of dislocations in the stochastic shear stress field in the glide plane generated by solute atoms. Since these materials are promising from the point of view of engineering applications [1, 2], a detailed study of such dependence remains relevant. Many works are devoted to the study of various aspects of solid solution strengthening, which is the basic mechanism for the formation of the mechanical behaviour of multicomponent alloys [3–26]. Modelling of dislocation motion provides great help in such studies. An important issue in this case remains the correct description of the stochastic shear stress field in the glide plane.

The main characteristics of such a stress field in a multicomponent alloy are four parameters: standard deviations and correlation lengths of its short- and long-wave components [27–29]. It should be noted that the main role for thermally activated motion is played by the short-wave component of the shear-stress field [30, 31]. The issues of crystal-lattice distortion, the yield strength of multicomponent alloys and its temperature dependence, together with the modelling of dislocation motion within the glide plane by the method of discrete dislocation dynamics, have been considered in many other works [32–38].

The classical approach to describing the thermally activated motion of a dislocation through a potential barrier or a corresponding force barrier is to consider the dislocation as a point object moving along one direction, where there is a certain distribution of potential energy and, accordingly, the force acting on this object [39, 40]. Since the motion of a dislocation does not occur as a whole, but rather in parts as the movement of individual critical segments by the formation and transformation of bulges on them [30, 31], the real object of the dislocation motion is its part, which occupies a certain area on the glide plane, *i.e.*, in reality, it is not at all a point object, to which a single co-ordinate corresponds. In addition, in the region of the glide plane, in which the critical segment of the dislocation is located, in a multicomponent alloy, there is not a single force, but a whole distribution of shear stresses, which are generated by solute atoms [27–29]. Thus, the motion of the critical segment in the glide plane is more likely a subject of modelling, for example, by the method of discrete dislocation dynamics. However, such modelling has its drawbacks, especially, in the case of multicomponent alloys, where we have a complex field of stochastic shear stresses in the glide plane. First, it is a very laborious and time-consuming process. In addition, such modelling does not make it possible to distinguish clearly the key parameters of the process and, therefore, it is quite difficult to generalize its results. In comparison, the

simplified consideration of the dislocation motion as a one-dimensional motion of an effective point object has certain advantages. First, it is a significant reduction in time costs, *i.e.*, faster obtaining of results. Second, it is a clearer interpretation of these results and a simpler comparison of them with the classical approach. However, the consideration of such a point object also has its problems. Instead of a two-dimensional distribution of shear stresses on the glide plane, it is necessary to find a single effective force that will act on such an object or, more precisely, an effective one-dimensional distribution of shear stresses.

The goal of this work is to consider the motion of a critical dislocation segment in a multicomponent alloy as a one-dimensional motion of an effective point object for a known two-dimensional distribution of stochastic shear stresses in the glide plane to develop a method for determining the characteristics of the effective one-dimensional distribution of shear stresses that will act on such a point object, and to determine the dependence of the characteristics of the one-dimensional distribution on the characteristic averaging length using computer modelling.

2. CALCULATION ALGORITHMS

The critical segment of the dislocation, like the dislocation itself, cannot move in the glide plane as a whole without changing its shape. On the critical segments, bulges are formed, which, under the action of external stresses, begin to change their shape, and only this causes the segment to move in a certain direction. Each bulge is characterized by its height (the size of the bulge perpendicular to the dislocation line) and length (the size of the bulge along the dislocation line). It is clear that a large number of such bulges with various heights and lengths are formed on the dislocation line. Nevertheless, we can consider some averaged bulge, which will represent all other bulges. The determination of the parameters of such a bulge is considered in Ref. [36]. If we use the approximate bulge parameters found in this work for the Cr–Co–Ni–Fe–Mn alloy for certainty, we can show schematically the idealized process of movement of the averaged critical dislocation segment (Fig. 1). The main characteristic shapes and positions of the segment are depicted by solid black lines and are sequentially numbered. The grey lines show the intermediate shapes, which exist between the main shapes. The horizontal dashed lines show the average co-ordinates of the corresponding bulges. We assume that the segment movement occurs in the positive direction of the x axis, and the dislocation is located along the z axis. We will assume that there is initially a bulge 1 directed downwards against the direction of movement with a certain length and height at zero external stress. We can assign it the average co-ordinate $x = 0$. If we apply sufficient external stress, the bulge 1 will straighten to state 2. The absolute height of the bulge under these con-

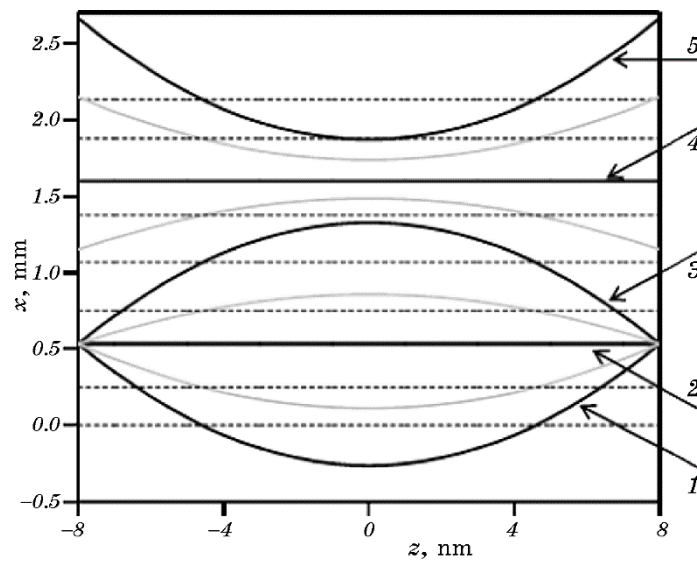


Fig. 1. Idealized process of movement of the averaged critical segment for the Cr-Co-Ni-Fe-Mn alloy.

ditions will decrease to zero with a constant length of the bulge. The average co-ordinate will increase. Further changes in the shape of the bulge will make it directed upwards in the direction of the segment movement. The absolute height will start to increase again, and the average co-ordinate will continue to increase. In the next step, the bulge will take shape 3. Note that, in this part of the movement from shape 1 to shape 3, the ends of the segment remain stationary, while the rest of its parts move. Next, the bulge goes from shape 3 (directed upwards) to shape 4 (straightened). The absolute height will then decrease to zero again; the average co-ordinate will increase. After shape 4, the bulge will become again directed downwards, and the absolute height will start to increase again. From shape 4, the bulge passes into shape 5, which is a repetition of shape 1. After that, the process is repeated. Note that, when moving from shape 3 to shape 5, all parts of the segment move.

The change in the absolute height of the bulge with a change in the average co-ordinate of the critical segment is shown in Fig. 2. The numbers correspond to the numbers of the base shapes of the segment in Fig. 1. Periodic changes in the height of the bulge during the movement of the critical segment are visible. It is also possible to introduce the concept of the average height of the bulge.

The idealized process of movement of the averaged critical segment of a dislocation is a somewhat simplified representation of how the dislocation actually moves, but it clearly shows that different parts of the

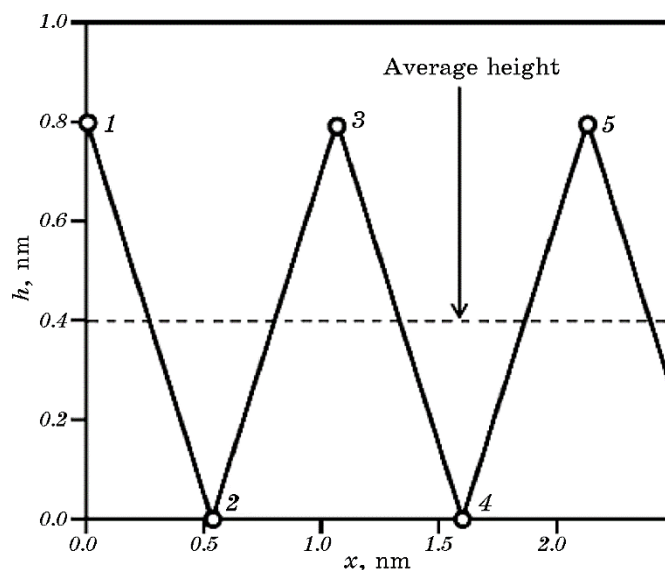


Fig. 2. Change in the absolute height of the bulge with a change in the average co-ordinate of the critical segment during the idealized movement process for the Cr–Co–Ni–Fe–Mn alloy.

segment at the same time occupy different positions on the glide plane. That is, a whole set of forces acts on the segment at each time point, not a single force. In addition, we considered this idealized process here also in order to demonstrate that the critical segment as a set of its individual parts with different co-ordinates at each time point can be characterized by a single average co-ordinate x . Moreover, the critical segment in the idealized process is averaged, that is, it represents effectively a whole set of real segments with different bulges. That is, some part of the averaged segment does not correspond in the idealized, simplified process, but, in reality, to a whole set of parts of real segments with different locations. Thus, the co-ordinates of such a part are to some extent uncertain. This gives reason to believe that it is possible to consider such an averaged segment as a ‘smeared’ one over a certain characteristic region of the glide plane. Moreover, this, in turn, suggests a way, in which such an object distributed over some two-dimensional region can be represented as a point object.

Considering an effective point object located in the centre of a characteristic region on the glide plane, where the critical segment is ‘smeared’, the effective force that will act on it is simply the force acting from the side of the field of stochastic shear stresses averaged over this characteristic region. We note that the linear tension forces of a two-dimensional segment, when averaged, give zero because the direction of action of these forces depends on where the bulge is directed,

tic region, which is depicted in Fig. 3:

$$\langle \tau_s(x) \rangle = \frac{1}{\lambda L} \int_{x-\lambda/2}^{x+\lambda/2} \left(\int_{-L/2}^{L/2} \tau_s(u, z) dz \right) du, \quad (2)$$

where u is the integration variable along the x axis.

Now, let us consider some features of the distribution of shear stresses $\tau(x, z)$, in order to determine the internal integral in the repeated integral (2). The calculation of stochastic shear stresses within the glide plane requires a rather significant amount of time and, therefore, these stresses are usually determined only at a finite number of points. Along the z axis, these points are spaced at a step Δz , which is usually not less than the correlation length of the shear-stress field. Thus, the stresses at these points along the z axis as random variables will be independent of each other. Along the x axis, these points are spaced at a step, which is usually less than the correlation length [27, 28]. When modelling, for example, by the method of discrete dislocation dynamics, it is also necessary to know the shear stresses at points along the x axis, which lie between the points, where the stresses are calculated using the method described in Refs. [27, 28]. In this case, linear interpolation is used. The stresses determined in this way also fit well to a normal distribution with the same parameters as the stresses calculated using the method described in Refs. [27, 28]. Thus, the distribution of shear stresses within the glide plane can be shown schematically as in Fig. 4. Shear stresses are defined on the glide plane in strips, which are parallel to the x axis and have a width Δz . With this definition, the inner integral in Eq. (2) can be replaced by a sum with stresses, which are defined for a single co-ordinate u along the x axis and with different co-ordinates z_i :

$$\langle \tau_s(x) \rangle = \frac{1}{\lambda L} \int_{x-\lambda/2}^{x+\lambda/2} \left(\sum_{i=1}^{n_z} \tau_s(u, z_i) \Delta z \right) du, \quad (3)$$

where $n_z \approx L/\Delta z$. This is valid under the condition $L \gg \Delta z$, which is usually fulfilled for critical dislocation segments in multicomponent alloys [36].

Recall that, in our conditions, the shear stresses at points along the z axis, which are located at a distance from each other not less than the correlation length of the shear-stress field, are actually independent normal random variables $\tau_s(u, z_i) = s(\Delta z)N(0, 1)$, where $s(\Delta z)$ is the standard deviation of the distribution of shear stresses in the glide plane, which is defined for the given Δz [27, 28], $N(0, 1)$ is the standard normal variable with zero mathematical expectation and a variance equal to one.

Then, the sum in Eq. (3) will be equal to

$$\sum_{i=1}^{n_z} \tau_s(u, z) \Delta z = \sum_{i=1}^{n_z} s(\Delta z) N(0, 1) \Delta z = s(\Delta z) \Delta z N(0, n_z) = s(\Delta z) \sqrt{L \Delta z} N(0, 1), \quad (4)$$

that is, the sum will be a normal random variable with zero mathematical expectation and a standard deviation equal to $s(\Delta z) \sqrt{L \Delta z}$ and independent of the co-ordinate u along the x axis. Thus, the standard deviation $s(\Delta z) \sqrt{L \Delta z}$ can be taken out behind the integral sign. Note that the distributions of shear stresses in each strip parallel to the x axis (Fig. 4) have the same correlation length, and the distribution of the sum (4) along the x axis will have the same correlation length.

What in this case will remain under the integral sign in Eq. (3)? On the one hand, this is a standard normal variable $N(0, 1)$, but this is not enough for a complete definition and calculations. In practice, we will have certain numbers, which are given at points with co-ordinates x_i and $z=0$ with a step Δx along the x axis. These numbers will have a standard normal distribution with zero mathematical expectation and a variance equal to one, *i.e.*, confirm that these are realizations $N(0, 1)$ at different points of the glide plane. In addition, the correlation length of the distribution of these numbers along the x axis will be equal to the correlation length of the shear-stresses' distribution in each strip parallel to the x axis. The simplest way to obtain the distribution of such numbers is to use the shear-stresses' distribution $\tau_s(x_i, 0)$, which is calculated for the given Δz by the method described in

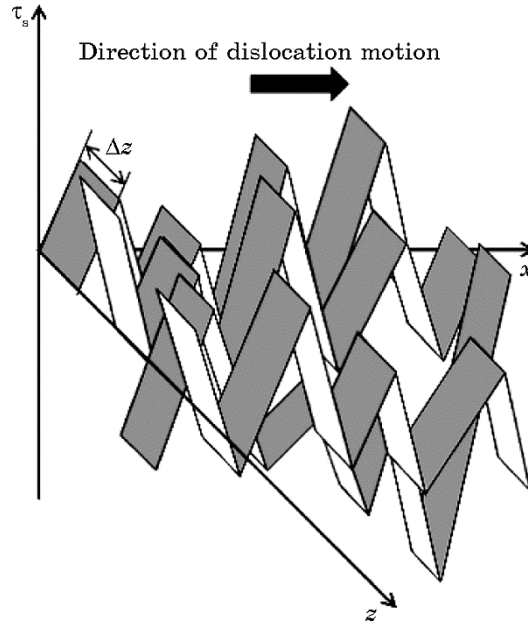


Fig. 4. Distribution of stochastic shear stresses within the glide plane.

Refs. [27, 28]. Such a distribution will have zero expectation and standard deviation $s(\Delta z)$ together with the necessary correlation length. If we divide each $\tau_s(x_j, 0)$ by $s(\Delta z)$ ($N_j = \tau_s(x_j, 0)/s(\Delta z)$), then, the expectation and correlation length of the distribution will not change, and the standard deviation will become equal to 1, which is required. The value at a point with the co-ordinate u along the x axis and the co-ordinate $z = 0$ in the interval between the points with the co-ordinates x_j and x_{j+1} ($z = 0$) can be calculated using linear interpolation:

$$N(u) = N_j + \frac{N_{j+1} - N_j}{x_{j+1} - x_j}(u - x_j), \quad (5)$$

where N_j is the number given at the point with co-ordinate x_j , N_{j+1} is the number given at the point with co-ordinate x_{j+1} ; $x_{j+1} - x_j = \Delta x$. Thus, formula (3) becomes:

$$\langle \tau_s(x) \rangle = \frac{s(\Delta z)}{\lambda} \sqrt{\frac{\Delta z}{L}} \int_{x-\lambda/2}^{x+\lambda/2} N(u) du, \quad (6)$$

If we calculate $\langle \tau_s(x) \rangle$ along the x axis according to formula (6), then, for this averaged (smoothed) with a characteristic averaging length λ of the distribution, we can determine the zero mean value, as well as the standard deviation and the correlation length, which will differ from the standard deviation and the correlation length of the distribution $\tau_s(x_j, 0)$ [27, 28]. The correlation length was defined as the average length of segments along the corresponding distribution, where the stresses had the same sign, that is, were positive or negative within the boundaries of one segment [28, 35].

In the process of integration according to formula (6), the numbers $N(u)$ at points along the x axis, which lie between the points, where the stresses are calculated using the method described in Refs. [27, 28], are determined using linear interpolation. The numbers and their corresponding stresses calculated in this way also fit well into the normal distribution with the same parameters as the numbers and stresses calculated using the method described in Refs. [27, 28]. However, the stresses and the corresponding numbers $N(u)$ at intermediate points can also take other values, which are different from those calculated using linear interpolation. This will certainly affect the accuracy of the estimate of $\langle \tau_s(x) \rangle$ using formula (6). The complexity of determining the stresses at intermediate points is because such a stress is a correlated random variable, the value of which will be random, on the one hand, and, on the other hand, will depend on the known values at neighbouring points. This problem is shown schematically in Fig. 5. The point B corresponds to the stress $\tau_i = \tau_s(x_j, 0)$ at the point A with co-ordinate x_j . The point D corresponds to the stress $\tau_{i+1} = \tau_s(x_{j+1}, 0)$ at the point E with

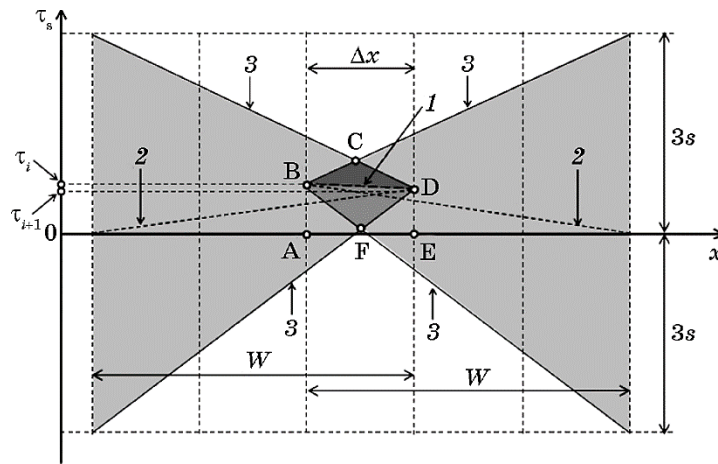


Fig. 5. Diagram showing the problem of determining stresses at intermediate points.

co-ordinate x_{j+1} .

The dotted line *1*, which connects B and D, shows the values, which can be found using linear interpolation. The values τ_i and τ_{i+1} in our consideration are not random, but given, that is, they can be conditionally considered as random variables with mathematical expectations τ_i and τ_{i+1} , and zero standard deviations. At a distance of the correlation length w and a greater distance to the right of the point A and to the left of the point E, the stresses become independent normal random variables with zero mathematical expectation and standard deviation s , such that almost all of their possible values lie in the range from $-3s$ to $+3s$. Closer to the points A and E, we have random variables, which are correlated with the values at the points A and E. We will consider them to be normally distributed with mathematical expectations and standard deviations, which depend on the distances to the points A and E, respectively.

Lines *2* show, within the first approximation, the mathematical expectations of such correlated random variables (Fig. 5). At points A and E, these mathematical expectations are equal to τ_i and τ_{i+1} , respectively, and, at a distance of the correlation length w and a greater distance to the right of the point A and to the left of the point E, these mathematical expectations are equal to zero. Lines *3* in Fig. 5 show, within the first approximation, the boundaries of the regions, in which lie almost all possible values of random variables, which are correlated with the values at points A and E, respectively. At the points A and E themselves, these regions have zero size, *i.e.*, zero standard deviations, and, at a distance of the correlation length w and a greater distance to the right of the point A and to the left of the point E, these regions extend from $-3s$ to $+3s$.

Between points A and E, the values are possible, which are correlated simultaneously with the values at both of these points. That is, almost all possible values of such correlated random variables must lie inside the quadrangle BCDF (Fig. 5). The most probable values will be on lines 2, but it is clearly seen that line 1 lies relatively close to these lines of most probable values. This explains that linear interpolation gives a good approximation for intermediate points. Nevertheless, the stresses and, accordingly, the numbers $N(u)$ at intermediate points can take other values, with a small probability even outside the quadrangle BCDF. In order to estimate the deviations of $\langle \tau_s(x) \rangle$, to which these other values can cause, it is enough to analyse the results of integration according to formula (6), when $N(u)$ is determined not by linear interpolation along line 1, but along broken lines BCD and BFD, respectively.

For line BCD,

$$N(u) = N_j + \frac{N_c - N_j}{x_c - x_j}(u - x_j), \quad x_j \leq u \leq x_c, \quad (7a)$$

$$N(u) = N_c + \frac{N_{j+1} - N_c}{x_{j+1} - x_c}(u - x_c), \quad x_c \leq u \leq x_{j+1}, \quad (7b)$$

where

$$N_c = \frac{\tau_i w + (3s - \tau_i)(x_c - x_j)}{s(\Delta z)w}, \quad (8a)$$

$$x_c = \frac{(\tau_{i+1} - \tau_i)w + (3s - \tau_i)x_j + (3s - \tau_{i+1})x_{j+1}}{6s - \tau_i - \tau_{i+1}}, \quad (8b)$$

For line BFD,

$$N(u) = N_j + \frac{N_F - N_j}{x_F - x_j}(u - x_j), \quad x_j \leq u \leq x_F, \quad (9a)$$

$$N(u) = N_F + \frac{N_{j+1} - N_F}{x_{j+1} - x_F}(u - x_F), \quad x_F \leq u \leq x_{j+1}, \quad (9b)$$

where

$$N_F = \frac{\tau_i w - (3s + \tau_i)(x_F - x_j)}{s(\Delta z)w}, \quad (10a)$$

$$x_F = \frac{(\tau_i - \tau_{i+1})w + (3s + \tau_i)x_j + (3s + \tau_{i+1})x_{j+1}}{6s + \tau_i + \tau_{i+1}}, \quad (10b)$$

Depending on the relative location of the points B and D, the re-

gions, in which lie almost all possible values of the random variables, which are correlated with the values at the points A and E, respectively, may not intersect. Then, the region of possible values BCDF degenerates into a line l , which connects the points B and D. Then, almost all possible values between the points A and E, which are correlated simultaneously with the values at both of these points, will lie on this line.

3. RESULTS AND DISCUSSION

To verify the method of determining the characteristics of the effective one-dimensional distribution of shear stresses, which will act on a point object representing a critical segment of a dislocation in a field of stochastic shear stresses in the glide plane, a study of the influence of the characteristic averaging length λ on these characteristics was carried out using computer simulation. First, several distributions $\tau_s(x_j, 0)$ of shear stresses generated by solute atoms were calculated for a given $\Delta z = 2$ nm using the method described in Refs. [27, 28] for a multicomponent Cr–Co–Ni–Fe–Mn alloy. The initial parameters for modelling the shear-stress field in this alloy are given in Table 1. The shear stresses were calculated along the x axis at points with coordinates x from 0 to 125 nm with a step of $\Delta x = 0.125$ nm and a fixed co-ordinate $z = 0$. The calculated distributions had zero mathematical expectation, standard deviations $s(\Delta z) = 197, 206, 210$ MPa and correlation lengths $w = 0.41, 0.4, 0.43$ nm, respectively. The averaged bulge lengths L were calculated for our distributions using the technique described in Ref. [36]. These lengths were of 15, 14.6 and 14.4 nm, respectively. Second, for each distribution separately, we determined $N_j = \tau_s(x_j, 0)/s(\Delta z)$ at points with x_j . Third, each distribution $\tau_s(x_j, 0)$ was averaged separately according to formula (6) with different characteristic averaging lengths λ ranging from 0 to 1.25 nm, and the value $N(u)$ was determined using linear interpolation. The value $\lambda = 0$ corresponds to the absence of averaging along the x axis, *i.e.*, only averaging along the z axis is present. For each averaged distribution, its standard deviation s_λ and correlation length w_λ were found. In order to estimate the deviations $\langle \tau_s(x) \rangle$, which may be caused by possible values $N(u)$, which do not correspond to linear interpolation, the integration was performed additionally according to formula (6), when $N(u)$ was determined not by linear interpolation, but along broken lines BCD

TABLE 1. Initial parameters for modelling the shear-stress field within the Cr–Co–Ni–Fe–Mn alloy [28].

G , GPa	K , GPa	ν	b , nm	V_a , nm ³
81	176	0.3	0.25	0.011

and BFD, accordingly, as described in the previous section.

The dependences of the relative standard deviations and correlation lengths of the averaged shear-stresses' distributions in the case, when the value $N(u)$ was determined by linear interpolation on the relative averaging length λ/w_0 , are shown in Fig. 6. Each value s_λ and w_λ is divided into the corresponding values s_0 and w_0 , for which $\lambda = 0$, for each averaged distribution. Therefore, for $\lambda/w_0 = 0$, we always have 1. In addition, we note that $s_0 = s(\Delta z)(\Delta z/L)^{1/2}$ and $w_0 = w$, since

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{1}{\lambda} \int_{x-\lambda/2}^{x+\lambda/2} N(u) du = \tau_s(x, 0) / s(\Delta z),$$

and the standard deviation of this random variable is equal to 1. The dashed vertical line on the left corresponds to 1 and, on the right, to 2. These lines limit the range of the most probable values in the sense of effective averaging. The effective average height of the convexity of the critical segment is in this range. The standard deviation decreases, when the averaging length increases. The value is always less than 1, when the correlation length, on the other hand, increases, when the averaging length increases. The value is always equal to or greater than 1. The dashed vertical line on the left corresponds to $\lambda/w_0 = 1$ and, on the right, to $\lambda/w_0 = 2$. These lines limit the range of the most proba-

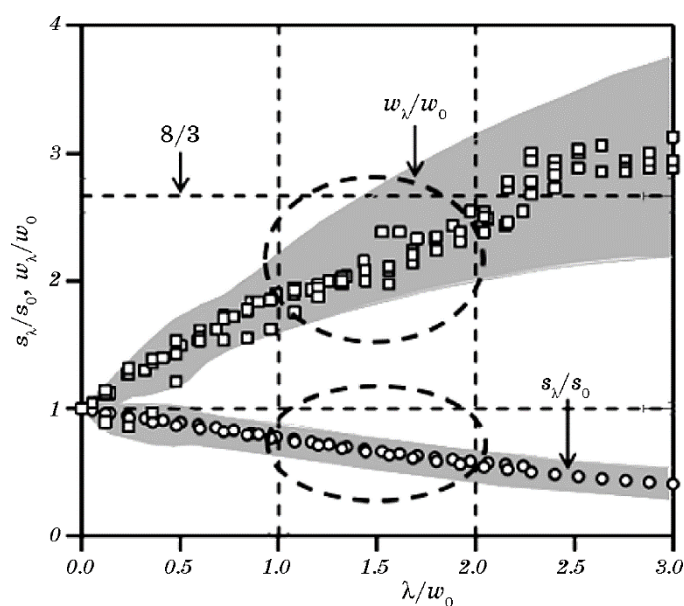


Fig. 6. Dependences of relative standard deviations and correlation lengths of averaged shear-stresses' distributions on the relative averaging length.

ble values of λ/w_0 in the sense of effective averaging $\tau_s(x_i, 0)$. The effective average height of the convexity of the critical segment is in this range. The standard deviation s_λ decreases, when the averaging length increases. The value s_λ/s_0 is always less than 1, when $\lambda/w_0 > 0$. The correlation length w_λ , on the other hand, increases, when the averaging length increases. The value w_λ/w_0 is always equal to or greater than 1.

We also add that the average values of all averaged shear-stresses' distributions obtained under the condition that the value $N(u)$ was determined by linear interpolation were close to zero that corresponds to a zero mathematical expectation. Integration according to formula (6), if $N(u)$ determined along the broken lines BCD and BFD and not by linear interpolation, leads to distributions with standard deviations and correlation lengths, which are close to the corresponding values in the case of linear interpolation, but the average values of these distributions are not close to zero. These average values are close to each other in absolute value, positive for the line BCD and negative for the line BFD. That is, they show a distribution shift, if we consider the values at intermediate points, which are greater than those ones calculated by linear interpolation (line BCD) and smaller than those calculated by linear interpolation (line BFD), and these shifts are close in absolute value. These biases can be used to estimate the inaccuracy of the calculation of the standard deviation s_λ of the averaged distribution. The upper bound s_λ^+ for the possible values s_λ can be estimated, if, in the corresponding averaged distribution calculated using linear interpolation, the mean value of the corresponding distribution for the line BCD is added to each positive value and the absolute value of the mean value of the corresponding distribution for the line BCD is subtracted from each negative value. The lower bound s_λ^- for the possible values s_λ can be estimated by subtracting from each positive value in the corresponding averaged distribution and adding to each negative value the absolute value of the mean value of the corresponding distribution for the line BFD. The results of the calculations, s_λ^+/s_0 and s_λ^-/s_0 , are shown in Fig. 6 as the upper and lower bounds of the grey band, in which the possible values s_λ/s_0 lie.

The inaccuracy of the standard deviation s_λ leads to the inaccuracy of the correlation length w_λ . The correlation length can be estimated by the formula $w = \pi s/s_g$, where s and s_g are the standard deviations of the shear stress and its gradient, respectively [29]. In our case, it will be $w_\lambda = \pi s_\lambda/s_g$. The standard deviation of the shear-stress gradient s_g is usually unknown, but, in the case, when we know w_λ , s_λ , the upper bound s_λ^+ of the standard deviation and its lower bound s_λ^- , we can estimate the upper bound w_λ^+ of the correlation length and its lower bound w_λ^- , assuming that s_g is the same for w_λ , w_λ^+ and w_λ^- . Then, we have $s_g = \pi s_\lambda/w_\lambda$, $w_\lambda^+ = w_\lambda s_\lambda^+/s_\lambda$, and $w_\lambda^- = w_\lambda s_\lambda^-/s_\lambda$. The results of the calculations, w_λ^+/w_0 and w_λ^-/w_0 , are shown in Fig. 6 as the upper and

lower bounds of the grey band, in which the possible values of w_λ/w_0 lie. This grey band expands quite strongly, *i.e.*, the accuracy of the determination decreases, when the averaging length increases.

In the range from $\lambda/w_0 = 1$ to $\lambda/w_0 = 2$, the relative average height of the critical segment bulge, *i.e.*, the effective relative averaging length to calculate the effective one-dimensional distribution of shear stresses, which will act on the point object representing the critical segment, lies. The relative standard deviation s_λ/s_0 varies from 0.46 to 0.88, and the relative correlation length w_λ/w_0 varies from 1.61 to 2.98 in this range of λ/w_0 . Thus, the effective averaging gives the standard deviation $s_\lambda \approx 0.67s(\Delta z)(\Delta z/L)^{1/2}$ and $w_\lambda = 2.3w$. It is interesting to note that the expression for s_λ is very close in structure to the expression describing solid-solution hardening in Ref. [41]. In Ref. [39], an effective one-dimensional sinusoidal distribution of internal stresses was proposed for the analysis of thermally activated dislocation motion. An interesting point is that, for a given characteristic length w , at which the internal stresses have the same sign, the effective sinusoid in this work has a half-period $8w/3$, *i.e.*, 2.67 times longer than the real characteristic length. This is explained by the fact that a quarter of the sinusoid period (from 0 to the maximum stress) is associated with the transition of the critical segment from the convex shape 1 to the straight shape 2 as in Fig. 1. In this case, the average co-ordinate of the segment will change to $4w/3$, if shape 1 is a parabolic bulge with height $2w$. The half-period will then be $8w/3$, respectively. That is, this difference between the real and effective periods is due to the fact that the two-dimensional segment is averaged in a certain way. The result of our averaging, $w_\lambda = 2.3w$, is close to $8w/3$ from work [39].

4. CONCLUSION

The motion of a critical segment of dislocation in a field of stochastic shear stresses in a glide plane in a multicomponent alloy can be considered for the purpose of thermal activation analysis as a one-dimensional motion of an effective point object. However, such a point object should be considered under the action of an effective one-dimensional shear-stresses' distribution, the characteristics of which differ from the characteristics of the real two-dimensional distribution in the glide plane. The effective one-dimensional shear-stresses' distribution can be found by averaging the field of stochastic shear stresses over a characteristic area, which is a rectangle with dimensions equal to the length and height of the averaged bulge, since the critical segment of dislocation in the process of motion is as if 'smeared' one over this characteristic area of the glide plane. The standard deviation of the effective distribution decreases, and its correlation length increases with increasing averaging length, *i.e.*, the

height of the averaged bulge. Therefore, the effective distribution has a smaller standard deviation and a longer correlation length compared to the corresponding characteristics of the stochastic shear-stress field in the glide plane. The evaluation of the characteristics of the effective one-dimensional shear-stresses' distribution is important for the analysis of thermally activated dislocation motion in a multicomponent alloy.

AUTHORS' CONTRIBUTIONS

M. I. Lugovy performed numerical calculations of shear-stress field in the glide plane and wrote the manuscript with input from all authors. D. G. Verbylo reviewed the literature and wrote the manuscript with input from all authors. M. P. Brodnikovskyy verified analytical approaches and provided critical feedback. T. I. Verbytska interpreted results and curated the data. D. S. Leonov validated, visualized, and verified results and prepared figures/tables. M. Yu. Barabash supervised the work and devised the main conceptual ideas. All authors approved the final version of the manuscript.

REFERENCES

1. D. B. Miracle and O. N. Senkov, *Acta Mater.*, **122**: 448 (2017).
2. E. P. George, W. A. Curtin, and C. C. Tasan, *Acta Mater.*, **188**: 435 (2020).
3. R. Labusch, *Czech. J. Phys. B*, **31**: 165 (1981).
4. L. A. Gypen and A. Deruyttere, *J. Mater. Sci.*, **12**, Iss. 5: 1028 (1977).
5. F. Otto, A. Dlouhy, Ch. Somsen, H. Bei, G. Eggeler, and E. P. George, *Acta Mater.*, **61**: 5743 (2013).
6. A. Gali and E. P. George, *Intermetallics*, **39**: 74 (2013).
7. S. J. Sun, Y. Z. Tian, H. R. Lin, X. G. Dong, Y. H. Wang, Z. J. Wang, and Z. F. Zhang, *J. Alloys Compd.*, **806**: 992 (2019).
8. A. V. Podolskiy, E. D. Tabachnikova, V. V. Voloschuk, V. F. Gorban, N. A. Krapivka, and S. A. Firstov, *Mater. Sci. Eng. A*, **710**: 136 (2018).
9. S. O. Firstov, T. G. Rogul, N. A. Krapivka, and S. I. Chugunova, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 2: 219 (2018) (in Russian).
10. S. O. Firstov and T. G. Rogul, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **39**, No. 1: 33 (2017) (in Russian).
11. M. Zaiser, *Phil. Mag. A*, **82**, Iss. 15: 2869 (2002).
12. J.-H. Zhai and M. Zaiser, *Mater. Sci. Eng. A*, **740–741**: 285 (2019).
13. G. Leyson, W. Curtin, L. Hector, and C. F. Woodward, *Nature Mater.*, **9**: 750 (2010).
14. G. P. M. Leyson, W. A. Curtin, L. G. Hector Jr., and Ch. F. Woodward, *Acta Mater.*, **60**: 3873 (2012).
15. G. P. M. Leyson and W. A. Curtin, *Modelling Simulation Mater. Sci. Eng.*, **24**: 065005 (2016).
16. C. Varvenne, A. Luque, and W. A. Curtin, *Acta Mater.*, **118**: 164 (2016).
17. C. Varvenne, G. P. M. Leyson, M. Ghazisaeidi, and W. A. Curtin, *Acta Mater.*,

- 124: 660 (2017).
18. G. Laplanche, J. Bonneville, C. Varvenne, W. A. Curtin, and E. P. George, *Acta Mater.*, **143**: 257 (2018).
19. W. G. Nöhring and W. A. Curtin, *Scripta Mater.*, **168**: 119 (2019).
20. G. Bracq, M. Laurent-Brocq, C. Varvenne, L. Perrière, W. A. Curtin, J.-M. Joubert, and I. Guillot, *Acta Mater.*, **177**: 266 (2019).
21. Y. Hu, B. A. Szajewski, D. Rodney, and W. A. Curtin, *Modelling Simulation Mater. Sci. Eng.*, **28**: 015005 (2020).
22. G. Péterffy, P. D. Ispánovity, M. E. Foster, X. Zhou, and R. B. Sills, *Mater. Theory*, **4**: 6 (2020).
23. R. Pasianot and D. Farkas, *Computational Mater. Sci.*, **173**: 109366 (2020).
24. J. D. Eshelby, *Solid State Physics*, **3**: 79 (1956).
25. R. L. Fleischer, *Acta Metallurgica*, **11**: 203 (1963).
26. I. Toda-Caraballo, *Scripta Mater.*, **127**: 113 (2017).
27. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Uspikhy Materialoznavstva*, **3**: 24 (2021) (in Ukrainian).
28. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Uspikhy Materialoznavstva*, **4–5**: 12 (2022) (in Ukrainian).
29. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Uspikhy Materialoznavstva*, **7**: 3 (2023) (in Ukrainian).
30. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Uspikhy Materialoznavstva*, **6**: 15 (2023) (in Ukrainian).
31. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **47**, No. 3: 303 (2025).
32. M. Lugovy, V. Slyunyayev, and M. Brodnikovskyy, *Prog. Natural Sci. Mater. Int.*, **31**: 95 (2021).
33. M. Lugovy, V. Slyunyayev, M. Brodnikovskyy, and S. O. Firstov, *Elektronnaya Mikroskopiya i Prochnost' Materialov*, **23**: 3 (2017) (in Ukrainian).
34. M. Lugovy, V. Slyunyayev, and M. Brodnikovskyy, *Elektronnaya Mikroskopiya i Prochnost' Materialov*, **25**: 26 (2019) (in Russian).
35. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Uspikhy Materialoznavstva*, **2**: 19 (2021) (in Ukrainian).
36. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Uspikhy Materialoznavstva*, **4/5**: 36 (2022) (in Ukrainian).
37. S. O. Firstov and T. G. Rogul, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 1: 127 (2022) (in Ukrainian).
38. M. I. Lugovy, D. G. Verbylo, and M. P. Brodnikovskyy, *Uspikhy Materialoznavstva*, **8–9**: 13 (2024) (in Ukrainian).
39. A. S. Argon, *Strengthening Mechanisms in Crystal Plasticity* (Oxford: Oxford University Press: 2008).
40. U. F. Kocks, A. S. Argon, and M. F. Ashby, *Prog. Mater. Sci.*, **19**: 110 (1975).
41. F. R. N. Nabarro, *The Physics of Metals* (Ed. P. B. Hirsch) (Cambridge: Cambridge University Press: 1976), p. 152.

PACS numbers: 06.60.Vz, 42.62.Cf, 43.35.+d, 61.72.Ff, 68.35.Ct, 81.20.Wk, 81.65.-b

Модифікування поверхні адитивно виготовленого ступу AlSi10Mg за допомогою піскоструминного оброблення

С. М. Волошко*, А. П. Бурмак*, С. І. Сидоренко*, І. А. Владимирський*,
М. О. Васильєв**, Б. М. Мордюк**, М. М. Ворон***, П. О. Гурін****

*Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,
просп. Берестейський, 37,
03056 Київ, Україна

**Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 36,
03142 Київ, Україна

***Фізико-технологічний інститут металів та сплавів НАН України,
бульв. Академіка Вернадського, 34/1,
03142 Київ, Україна

****Національний університет охорони здоров'я України імені П. Л. Шупика,
вул. Дорогожицька, 9,
04112, Київ, Україна

Corresponding author: Svitlana Mykhaylivna Voloshko
E-mail: voloshkosvetlana13@gmail.com

*National Technical University of Ukraine 'Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute',
37 Beresteyskyi Ave., UA-03056 Kyiv, Ukraine

**G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine

***Physico-Technological Institute of Metals and Alloys, N.A.S. of Ukraine,
34/1 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine

****Shupyk National Healthcare University of Ukraine,
9 Dorohozhyts'ka Str., UA-04112 Kyiv, Ukraine

Citation: S. M. Voloshko, A. P. Burmak, S. I. Sydorenko, I. A. Vladymyrs'kyi,
M. O. Vasylyev, B. M. Mordyuk, M. M. Voron, and P. O. Huryn, Surface Modification of
Additively Manufactured AlSi10Mg Alloy by means of Sandblasting, *Metallofiz. Noveish-
ie Tekhnol.*, **48**, No. 6: 587–609 (2026) (in Ukrainian). DOI: [10.15407/mfint.48.06.0587](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0587)

© Publisher PH 'Akademperiodyka' of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access
article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

Піскоструминне оброблення (ПО) поверхні алюмінійового стопу AlSi10Mg проведено після адитивної синтези методом селективного лазерного топлення порошку та додаткового термічного оброблення T6 (відпал за температури у $520 \pm 10^\circ\text{C}$ упродовж 1,5 годин із гартуванням у воду та наступним штучним старінням за температури у $150 \pm 10^\circ\text{C}$ упродовж 10 годин з охолодженням на повітрі). Використано стандартну схему ПО частинками абразиву Al_2O_3 на повітрі тривалістю від 10 с до 120 с. Показано, що основні відмінності адитивно друківаних і термічно оброблених зразків після ПО стосуються втрат маси, мікротвердості, шерсткості та характеру морфології, значень залишкових напружень. Докладно досліджено мікроструктуру, фазовий і хемічний склади, обговорено механізми зміцнення.

Ключові слова: адитивне виробництво, селективне лазерне топлення, піскоструминне оброблення, морфологія, деформація, стоп AlSi10Mg.

Sandblasting (SB) of the surface of the AlSi10Mg aluminium alloy is performed after additive synthesis by selective laser melting (SLM) and additional T6 heat treatment (annealing at a temperature of $520 \pm 10^\circ\text{C}$ for 1.5 hours followed by water quenching and subsequent artificial ageing at a temperature of $150 \pm 10^\circ\text{C}$ for 10 hours followed by air cooling). A standard SB scheme with abrasive Al_2O_3 particles in air is used for 10–120 s. As shown, the main differences between additively printed and heat-treated samples after SB relate to their mass loss, microhardness, surface roughness and morphology, and residual stresses. The microstructure, phase and chemical compositions are studied in detail, and the hardening mechanisms are discussed.

Key words: additive manufacturing, selective laser melting, sandblasting, morphology, deformation, AlSi10Mg alloy.

(Отримано 18 лютого 2026 р.; остаточн. варіант — 20 травня 2026 р.)

1. ВСТУП

Добре відомо, що багато властивостей металевих деталей і виробів визначаються структурою та фізико-хімічним станом їхньої поверхневої області. У сучасному машинобудуванні широкого застосування знаходять технологічні методи, що дають змогу модифікувати робочі поверхні деталей з метою забезпечення потрібних експлуатаційних характеристик, у тому числі зносостійкості, контактної жорсткості, а також корозійної та втомної стійкостей.

Дослідження останніх років показали, що до таких методів відноситься й поверхневе пластичне деформування, зумовлене піскоструминним обробленням (ПО). Перш за все, ПО використовується для очищення поверхні матеріалів від технологічних домішок і продуктів корозії [1–3]. У цьому разі поверхню зразка багаторазово оброблюють високошвидкісними оксидними частинками (Al_2O_3 ,

SiO₂, TiO₂). Крім цього, ПО використовують для формування сприятливого поверхневого рельєфу, наприклад, для подальшого нанесення різноманітних покриттів. Також за певних режимів ПО зумовлює інтенсивну пластичну деформацію поверхневих шарів металевих матеріалів, внаслідок чого у приповерхневій області виникають залишкові напруження стиснення, які поліпшують характеристики втомної міцності [4–8]. Додатково, застосовуючи ПО, можна одержати нанокристалічний стан поверхні з унікальними фізичними, хімічними та механічними властивостями, не змінюючи структуру та властивості об'єму матеріалу [9]. ПО, як один з методів інтенсивної пластичної деформації (ІПД) поверхні, генерує високу густину дислокацій, перебудова яких забезпечує формування нанокристалічних зерен. Як приклади застосування ПО для нанокристалізації металевих поверхонь, наведемо наступні роботи. Внаслідок ПО зразків латуні у [10] виявлено формування нанозерен із середнім розміром у 20 нм і відповідне підвищення зносостійкості, а за даними [11] нанозерна мають дещо більший розмір у 50–70 нм до глибини у 5 мкм. Автори [12] на прикладі ПО неіржавійної криці 304 довели, що нанокристалічна поверхня характеризується підвищеною корозійною стійкістю та зменшеним зносом за умов тертя. ПО зразків алюмінію також уможливило сформувати нанозерна в діапазоні розмірів 50–70 нм [13].

Новий сплеск зацікавлення методом ПО останнім часом виник у зв'язку із запровадженням адитивного виробництва (АВ) компонентів зі складною геометрією, зокрема в аерокосмічній, енергетичній, автомобільній і медичній промисловостях. АВ — це технологія виготовлення, за якої тривимірний твердий об'єкт (частина, деталь) створюється поетапно шар за шаром, точка за точкою або лінія за лінією без деформації або видалення матеріалу за допомогою програмного забезпечення автоматизованого проектування [14–19].

До числа адитивних технологій відноситься метод селективного лазерного топлення (СЛТ), який знаходить все більшого використання завдяки таким перевагам, як короткий час виходу на ринок, зменшення матеріальних відходів, можливість одержання складних і заплутаних геометрій, універсальність, здатність виробляти функціональні деталі з унікальними інженерними особливостями та дизайном [3, 20–23]. Більшість наукових публікацій присвячено дослідженню впливу режимів СЛТ на структуру та властивості таких металевих матеріалів, як вуглецеві криці, стопи Ti6Al4V, Co–Cr, Inconel. Порівняно з іншими, виробництво деталей з алюмінієвих стопів за допомогою АВ вимагає особливої точності через високу відбивну здатність і теплопровідність алюмінію, як і більшу потужність лазера [23, 24]. Тим не менш, використання АВ-алюмінієвих стопів зростає в автомобільній, аерокосмічній, морській і теплообмінній промисловостях завдяки високій питомій мі-

цності, низькій густині, низькому коефіцієнту термодифузії та привабливій вартості. Серед стопів Al найбільш широко використовуваним і дослідженим є стоп AlSi10Mg (% мас.: Al баланс, Si 9–11, Mg 0,2–0,45, Mn < 0,45, Fe < 0,55, Cu < 0,05, Zn < 0,1, Ti < 0,15), який демонструє цікаві механічні властивості, як у готовому стані, так і за умов термічного оброблення, а також хорошу стійкість щодо корозії та теплопровідність, низьку в'язкість під час топлення та малу усадку виливків, а також високу технологічність [25–27].

Одним з істотних недоліків СЛТ зі стопів алюмінію, є завелика шерсткість, пористість, залишкові напруження та погане фінішне оброблення, а також наявність домішок і частинок вихідного порошкового матеріалу. Пористість виникає через багато чинників: розбризкування розтопу та потік Маранґоні під час лазерного сканування, захоплення газу через випаровування легкоотопких компонентів у стопі, усадкова пористість, що утворюється під час затвердіння, відсутність стоплення, спричинена поганим перекриттям басейнів розтопу [6, 28]. Що стосується залишкових напружень, то вони індукуються локально концентрованим введенням енергії, що визначає великі температурні градієнти, які, у свою чергу, частково призводять до деформацій або навіть тріщин [16, 29]. Шерсткість поверхні пов'язана з ефектом «сходинок» ('stair step' effect), тобто ступінчастим з'єднанням шарів на криволінійних і похилих поверхнях, а також явищем скочування або «утворення кульок» ('balling' phenomenon), що викликає утворення розривних доріжок і запобігає рівномірному осадженню нового шару порошку, також створюючи пористість і розшарування через погане міжшарове зв'язування [6, 30–32].

З метою підвищення якості поверхні, що забезпечує підвищену твердість і високий рівень втомної міцності, як правило, рекомендується фінішне оброблення. Серед таких оброблень, як дробоструминне, ультразвукове (або ультразвукове нанокристалічне модифікування поверхні), лазерне ударне, кавітаційне, вібраційне, механічне, електрохімічне, полірувальне, ПО вирізняється можливістю опрацювання виробів будь-яких розмірів, форми та складності, а також підвищення твердості за рахунок формування поверхневої нанокристалічної структури віддрукованого виробу. За даними [33] значення твердості зразків AlSi10Mg значно поліпшується через деформаційне зміцнення, викликане процесом ПО, принаймні, до глибини у 175 мкм від поверхні. Позитивний ефект ПО на втомну міцність зразків адитивно виготовленого стопу AlSi10Mg показано авторами [6]. Кінетичне оброблення поверхні виявилось особливо багатообіцяючим для одержання цілого комплексу чудових характеристик, усуваючи воднораз потребу в додаткових стадіях оброблення поверхні, які можуть призвести до непослідовних даних, особливо тому що в більшості випадків пори не локалізуються реґу-

лярно поблизу поверхневого шару.

Тим не менш, достатньо часто використовують і комбіновані методи, наприклад, ПО + гаряче ізостатичне пресування, ПО + електрохімічне щавлення, ПО + термічне оброблення. Наприклад, поєднання ПО з відповідним термічним обробленням (зазвичай для цього конкретного стопу AlSi10Mg рекомендується режим T6 [34]) є ефективним способом підвищення механічних характеристик СЛТ-деталів конструкцій за умов динамічного навантаження [35]. Взагалі, щоб одержати одночасно високу міцність на розрив і міцність на втому, кінетичне оброблення поверхні може проводитись і без термічного оброблення, але якщо пластичність і висока втомна міцність потрібні одночасно, тоді ПО потрібно комбінувати з належним термічним обробленням, адаптованим відповідно до конкретних вимог.

Однак одержані на сьогодні результати вказують на те, що процедури постоброблення, які застосовуються для стопів алюмінію, виготовлених за стандартними технологіями, не завжди цілком придатні для поліпшення комплексу властивостей СЛТ-виробів, хоча й мають певний позитивний ефект, такий як гомогенізація структури [36]. Тому необхідні подальші дослідження для визначення оптимальних параметрів ПО адитивно виготовленого та термообробленого стопу AlSi10Mg .

Метою цієї роботи є дослідження впливу піскоструминного оброблення різної тривалості на структуру, фазовий склад, мікротвердість, шерсткість і характер морфології поверхні стопу AlSi10Mg , одержаного методом селективного лазерного топлення порошку, а також після його додаткового термічного оброблення — відпалу за температури у $520 \pm 10^\circ\text{C}$ упродовж 1,5 годин з гартуванням у воду та наступним штучним старінням за температури у $150 \pm 10^\circ\text{C}$ упродовж 10 годин з охолодженням на повітрі (T6).

2. МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ

Досліджувалися зразки алюмінійового стопу AlSi10Mg у вигляді паралелепіпеду розмірами $20 \times 10 \times 5$ мм і густиною у $2,66 \text{ г/см}^3$, виготовлені за технологією селективного лазерного топлення порошку на принтері Alfa-150D компанії «АЛТ України» (Адитивні лазерні технології України). Принципова схема друку та технічні характеристики використаного принтера наведено в [37].

Як вихідний матеріал використовувався сферичний порошок стопу AlSi10Mg з розмірами частинок у діапазоні 20–63 мкм. Пристрій Alfa-150D з розміром робочого поля $150 \times 150 \times 180$ мм оснащено волоконним ітербійовим лазером з повітряним охолодженням і номінальною потужністю у 200 Вт, діаметром лазерного променя у ≈ 45 мкм і довжиною хвилі у 1070 ± 2 нм. Параметри, використані

для виготовлення зразків: швидкість сканування — 500 мм/с, товщина шару — 25 мкм, віддаль штрихування — 150 мкм. Для запобігання окисненню виготовлення зразків проводилося в інертному середовищі аргону [38].

Піскоструминне оброблення проводилося для попередньо відполірованих поверхонь зразків, оскільки за даними [39] полірування поверхонь перед додатковим обробленням або наступне видалення матеріалу приблизно на 25–30 мкм з поверхні поліпшує опір втомі. Для ПО тривалістю від 10 с до 120 с використовувався прилад EASY SAND (стоматологія «Доктор Гурин»; рис. 1).

Втрати маси визначалися шляхом зважування зразків до та після ПО на вагах FX-300i з точністю у 0,001 г.

Вимірювання мікротвердості за Віккерсом виконувалося на приладі LHSV-1000Z шляхом вдавлювання у поверхню зразка діамантової пірамідки з квадратною підставкою та двограним кутом з вершиною у 136° за навантаження у 10 г і 100 г впродовж 10–12 с. Задля зменшення похибки середнє значення мікротвердості визначалося за кількістю мірянь не менше 7.

Аналізу параметрів шерсткості проведено за допомогою оптичного профілометра Mahr ('Steelcut' LLC). Визначалися середнє арифметичне значення шерсткості R_a , найбільша висота профілю R_z , повна висота профілю R_{max} і середній крок нерівностей профілю S_m .

Дослідження мікроструктури проведено за допомогою металографічного тринокулярного мікроскопа iScore IS.1053-PLMi зі збільшеннями у $\times 200$, $\times 500$ разів. Для цього поліровані зразки стопу AlSi10Mg проявляли в 1%-водному розчині HF.

Використано також сканувальний електронний мікроскоп



Рис. 1. Зовнішній вигляд піскоструминної установки EASY SAND.

Fig. 1. View of the EASY SAND sandblasting device.

TESCAN Vega3 SBH SEM з енергодисперсійним аналізатором. В режимі зйомки поверхні зразків пришвидшувальна напруга становила 10 кеВ. Дослідження проводилися в режимі вторинних (режим рельєфу поверхні) та відбитих (режим фазового контрасту) електронів. В режимі зйомки поверхні для вивчення топографії пришвидшувальна напруга становила 10 кеВ, струм електронного пучка — 10^{-10} А, діаметер пучка — 0,03 мкм. Хемічна аналіза поверхні стопів проводилася за допомогою енергодисперсійного аналізатора (ЕДА) INCA Energy 450XT з пришвидшувальною напругою у 20 кеВ.

Для рентгеноструктурних досліджень використано дифрактометр Rigaku Ultima IV (випромінення CuK_α): інтервал кутів — $2\Theta = 20^\circ\text{--}120^\circ$, крок реєстрації — $0,04^\circ$, час витримки в точці — 2 с. Для аналізу одержаних рентгенівських спектрів, розрахунку розміру областей когерентного розсіяння (ОКР), ступеня деформації кристалічної ґратниці (ϵ) та кількісної фазової аналізи використано програмне забезпечення PDXL, міжнародну базу даних дифракції ICDD (PDF-2 (2025)); кількісну фазову аналізу проведено методом RIR (Reference Intensity Ratio), яка полягає у порівнянні відношення інтенсивностей найбільш сильних рефлексів фази та корунду в їхній суміші з масовими частками.

Визначення величини напружень першого роду проведено методом $\sin^2\psi$ за зміною кутового положення дифракційного максимуму Al(420) для значень кутів $\psi = 0^\circ, -10^\circ, -20^\circ, -30^\circ, -40^\circ$. Для згладжування профілів дифракційних максимумів використовувалася функція Savitzky–Golay, а для відокремлення фону — функція Sonneveld–Vissers. Визначення кутового положення дифракційних максимумів проводилося на основі значень положення центру ваги. Оброблення одержаних даних проведено з використанням програмного забезпечення Rigaku Residual Stress Analysis.

Нагрівання зразків проводилося до температури у $520 \pm 10^\circ\text{C}$ упродовж однієї години; витримка за цієї ж температури складала 1,5 години з подальшим гартуванням у воду. Штучне старіння упродовж 10 годин відбувалося за температури у $150 \pm 5^\circ\text{C}$. Такий режим за стандартом EN1780 для алюмінієвих стопів відповідає T6 [40]. Прийняті позначення зразків наведено у табл. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ

На рисунку 2, а, б представлено мікроструктуру стопу AlSi10Mg, одержаного за технологією СЛТ. Спостерігається типова для СЛТ неоднорідна мікроструктура з окремих сегментів — мережа зварювальних ван напівкруглої форми за типом «риб'ячої луски» (fish-scale) [41]. Така хвиляста морфологія формується в процесі лазерного розтоплення порошку внаслідок послідовного твердіння кра-

пельних басейнів розтопу, всередині яких спостерігається дуже тонка дендритна структура матриці α -Al з волокнистою сіткою евтектики [Al + Si + Mg₂Si].

Під час термічного оброблення Т6 специфічна мікроструктура типу «риб'ячої луски» руйнується (рис. 2, в, г), евтектична структура Si в пористій сітці фрагментується та відбувається процес сфероїдизації виділень Si. Частинки Si округлої форми нерівномірно дисперговані у матриці Al; водночас дрібнодисперсні частинки

ТАБЛИЦЯ 1. Позначення досліджуваних зразків.

TABLE 1. Indication of the studied specimens.

Позначення	Послідовність технологічних операцій
СЛТО	Вихідний стан після 3D-друку
СЛТ	Стан після 3D-друку та полірування
СЛТ + ПО	Стан після 3D-друку, полірування та піскоструминного оброблення
СЛТ + Т6	Стан після 3D-друку, термічного оброблення Т6 та полірування
СЛТ + Т6 + ПО	Стан після 3D-друку, термічного оброблення Т6, полірування та піскоструминного оброблення

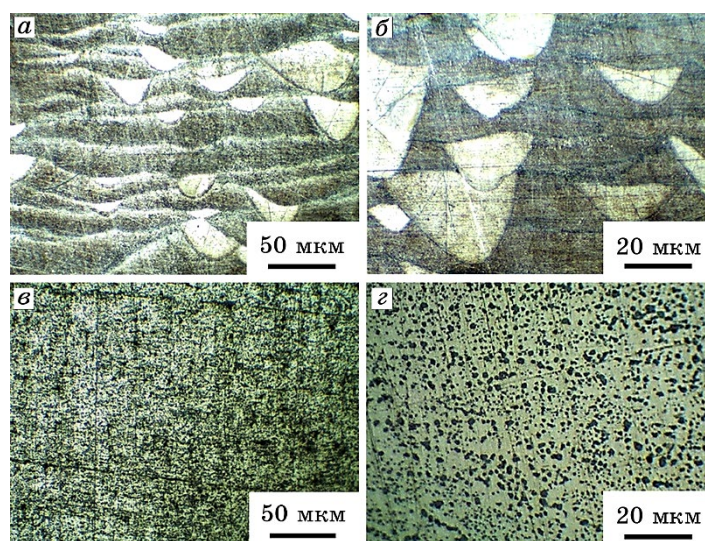


Рис. 2. Оптичні мікрофотографії СЛТ-стопу AlSi10Mg у вихідному стані (а, б) та після термічного оброблення Т6 (в, г).

Fig. 2. Optical microphotographs of SLM alloy in the initial state (a, b) and after thermal treatment T6 (c, d).

фази Mg_2Si забезпечують додаткове зміцнення стопів Al–Si–Mg.

Для детального дослідження мікроструктури поверхні зразка стопу AlSi10Mg після різних режимів ПО застосовано растрову електронну мікроскопію. На рисунку 3 для прикладу наведено мікроструктуру для тривалості оброблення у 10 с та 90 с, яка є найбільш показовою, а також відповідні EDX-мапи для Al, Si, Mg, O.

В таблиці 2 представлено результати хемічної аналізи.

Після СЛТ спостерігається 91,69% ваг. Al, 7,53% ваг. Si і 0,78% ваг. Mg; Оксиген відсутній. Після ПО упродовж 10 с характер розподілу Силіцію та Магнію на мапах практично не змінюється. Кі-

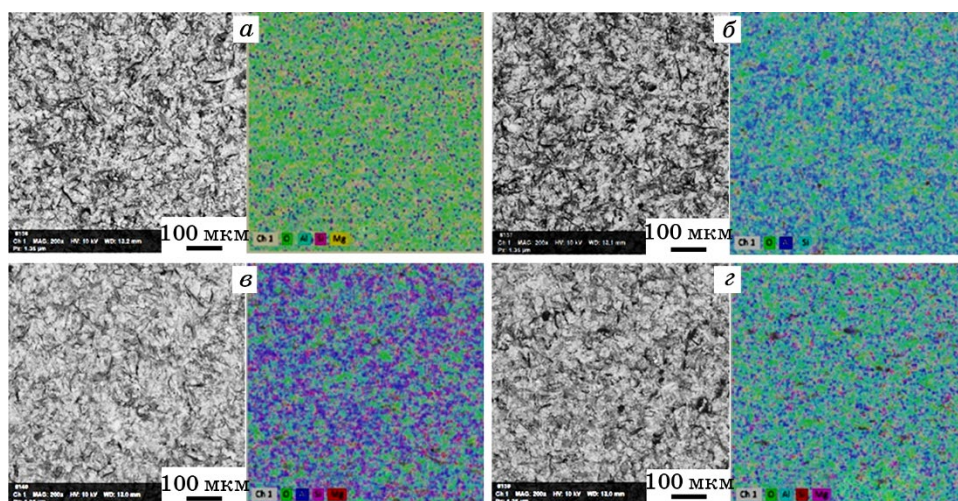


Рис. 3. Мікроструктура та мапи розподілу хемічного складу для зразків СЛТ + ПО: $t = 10$ с (а), $t = 90$ с (б) та СЛТ + Т6 + ПО: $t = 10$ с (в), $t = 90$ с (г).

Fig. 3. Microstructure and distribution maps of chemical composition for samples SLM + SB: $t = 10$ s (а), $t = 90$ s (б) and SLM + T6 + SB: $t = 10$ s (в), $t = 90$ s (г).

ТАБЛИЦЯ 2. Вміст елементів на поверхні зразків за даними мікрорентгеноспектральної аналізи.

TABLE 2. Content of elements on the specimen surface based on EDS analysis.

Умови оброблення	Вміст, % ваг.			
	O	Mg	Al	Si
СЛТ ₀	–	0,78	91,69	7,53
СЛТ + ПО, $t = 10$ с	22,68	0,56	69,79	6,08
СЛТ + ПО, $t = 90$ с	21,94	0,53	70,83	6,00
СЛТ + Т6 + ПО, $t = 10$ с	21,32	–	70,79	6,77
СЛТ + Т6 + ПО, $t = 90$ с	23,98	0,52	68,33	6,16

лькість основних елементів зменшується за рахунок значної кількості Оксигену у 22,68% ваг., тобто відбувається або окиснення поверхні, або втілення частинок Al_2O_3 . Процеси окиснення, подрібнення та втілення частинок абразиву Al_2O_3 під час ПО на повітрі є добре відомими для ливарних стопів [42].

Після 90 с оброблення візуально кількість Оксигену значно зменшується на мапі та фіксуються ділянки чистого алюмінію. Це — єдиний режим, за якого не виявлено Mg. Для зразка СЛТ + Т6 + ПО упродовж 10 с основною відмінністю є значно більша кількість Силіцію, але чітких сферичних виділень його не спостерігається, оскільки наявність Оксигену гальмує загальну картину. Оксигену у цьому випадку значно менше, ніж, наприклад, для зразка СЛТ + ПО після оброблення тривалістю у 10 с, але без попереднього термічного оброблення. В цьому випадку добре фіксується також Магній. Після 90 с ПО Оксигену стає значно більше, Алюмінію відповідно менше. Так само фіксується Магній, а Силіцію візуально стає значно менше, що свідчить про можливу фрагментацію сферичних виділень Si під час ПО.

Морфологію поверхневого рельєфу стопу AlSi10Mg після піско-струминного оброблення частинками Al_2O_3 упродовж 10 с і 90 с за кімнатної температури на повітрі показано на рис. 4. Після ПО формується шерстка та розвинена поверхня. Порівняно із вихідним

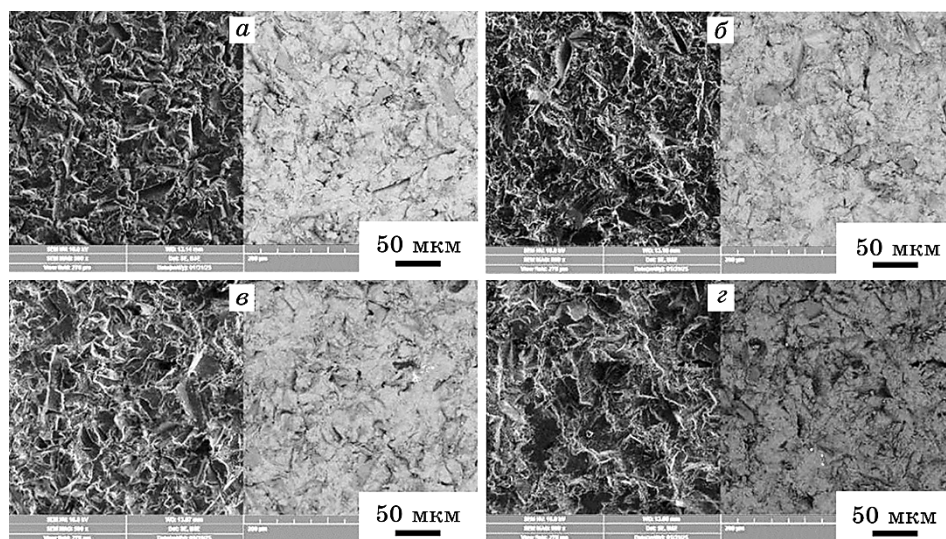


Рис. 4. Морфологія поверхневого рельєфу для зразків СЛТ + ПО: $t = 10$ с (а), $t = 90$ с (б) та СЛТ + Т6 + ПО: $t = 10$ с (в), $t = 90$ с (г).

Fig. 4. Morphology of surface relief for samples SLM + SB: $t = 10$ s (а), $t = 90$ s (б) and SLM + T6 + SB: $t = 10$ s (в), $t = 90$ s (г).

станом СЛТ (після механічного полірування) спостерігається тенденція до зростання шерсткості поверхневого рельєфу після ПО для усіх досліджених зразків. Із збільшенням часу ПО зміни інтенсифікуються та з'являються пошкодження й заглиблення, які є більш істотними для термообробленого зразка, що пов'язане із його меншою мікротвердістю порівняно із СЛТ-зразком. Таким чином, для зразків СЛТ + Т6 + ПО після 90–120 с оброблення спостерігається менш регулярний стан поверхні з явно ширшими та глибшими поверхневими кратерами. Слідів фрагментованих уламків частинок Al_2O_3 на поверхні не виявлено.

Середня шерсткість поверхні R_a у вихідному стані після полірування становить 0,088 мкм, після оброблення упродовж 10 с зростає у 24 рази до 2,092 мкм, а після 90 с досягає 2,219 мкм. Після термічного оброблення Т6 і наступного ПО упродовж 10 с значення R_a складає 2,078 мкм, а після 90 с набуває максимального значення серед усіх режимів — 2,285 мкм. Для зразків СЛТ + Т6 + ПО з тривалістю оброблення у 90 с характерна й найбільша висота профілю R_z — 14,8 мкм. Тобто ПО СЛТ-стопу AlSi10Mg після додаткового термічного оброблення зумовлює деяке збільшення шерсткості поверхні порівняно із ПО зразка у вихідному стані, і цей ефект залежить від часу оброблення. Для порівняння в табл. 3 наведено також дані для стану СЛТ₀.

Ці дані добре узгоджуються із залежностями втрати ваги від тривалості ПО для зразків AlSi10Mg безпосередньо після одержання (СЛТ + ПО) та після додаткового термооброблення (СЛТ + Т6 + ПО), яких представлено на рис. 5.

Після оброблення упродовж 10 с втрат маси для зразка СЛТ + ПО не спостерігається, а для зразка СЛТ + Т6 + ПО, тобто після термічного оброблення, вони складають 2,75 мг. Так само і для найбільшого часу ПО (120 с) втрати маси для зразка СЛТ + Т6 + ПО є більшими (до $\approx 2,5$ мг), аніж для СЛТ + ПО. Для проміжних значень ча-

ТАБЛИЦЯ 3. Параметри шерсткості поверхні зразків стопу AlSi10Mg у різних станах.

TABLE 3. Surface roughness parameters for samples of AlSi10Mg alloy in different states.

Умови оброблення	R_a , мкм	R_z , мкм	$R_{\max}$, мкм	S_m , мм
СЛТ ₀	3,02	16,847	21,567	0,1751
СЛТ + ПО, $t = 10$ с	0,088	0,661	0,855	0,0761
СЛТ + ПО, $t = 90$ с	2,092	13,494	14,870	0,0630
СЛТ + ПО, $t = 90$ с	2,219	13,615	15,288	0,0627
СЛТ + Т6 + ПО, $t = 10$ с	2,078	14,079	17,155	0,0593
СЛТ + Т6 + ПО, $t = 90$ с	2,285	14,8	16,442	0,0668

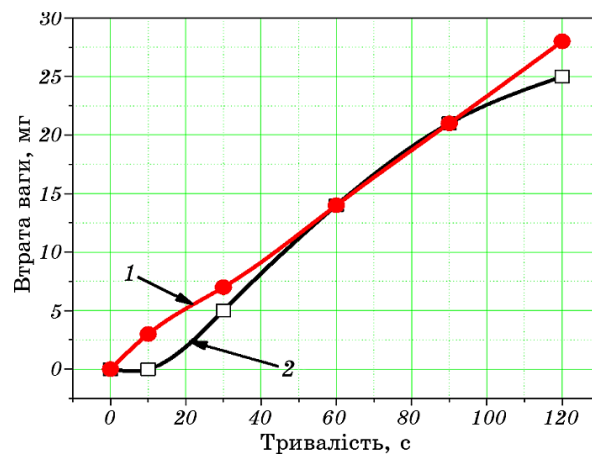


Рис. 5. Залежність втрати ваги зразків стопу AlSi10Mg від тривалості піскоструминного оброблення: 1 — СЛТ + Т6 + ПО, 2 — СЛТ + ПО.

Fig. 5. Dependence of mass losses of AlSi10Mg-alloy samples on the duration of sandblasting: 1—SLM + T6 + SB, 2—SLM + SB.

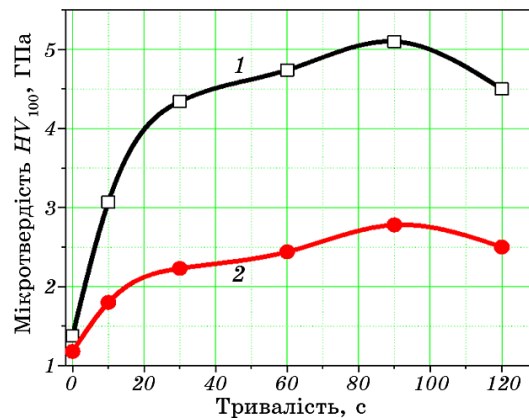


Рис. 6. Залежність зміни мікротвердості поверхні стопу AlSi10Mg від тривалості піскоструминного оброблення: 1—СЛТ + ПО, 2—СЛТ + Т6 + ПО.

Fig. 6. Dependence of surface microhardness of AlSi10Mg alloy on the duration of sandblasting: 1—SLM + SB, 2—SLM + T6 + SB.

су істотних розбіжностей не спостерігається. Тобто можна зробити попередній висновок, що зміцнення поверхневого шару стопу AlSi10Mg внаслідок термооброблення зумовлює більш значні втрати маси під час ПО, особливо на початкових стадіях оброблення.

Розглянемо зміни мікротвердості на поверхні (за навантаження у 100 г) для досліджуваних зразків у залежності від тривалості ПО

(рис. 6). Для адитивно виготовленого стопу у вихідному стані характерне значення мікротвердості у 1,38 ГПа, яке є вищим порівняно зі станом після звичайного ливарного виробництва (0,75 ГПа). Завдяки особливостям СЛТ-технології формується надзвичайно тонка мікроструктура, відбувається подрібнення зерна та, як наслідок, — межі зерен, які займають великий об'єм, стають основним чинником обмеження руху дислокацій і, отже, зумовлюють високу міцність зразків AlSi10Mg .

Значення мікротвердості термообробленого зразка після режиму Т6 є меншим, аніж для вихідного стану, і складає 1,12 ГПа. Це зумовлено в першу чергу руйнуванням специфічної мікроструктури «риб'ячої луски» (рис. 2, в, г), яка забезпечувала вихідну високу твердість. Виділення Si й інших зміцнювальних фаз, яких достатньо для забезпечення високої твердості ливарних стопів після Т6, у даному випадку відіграють меншу роль.

Після ПО значення мікротвердості зростають для усіх серій зразків. На першій стадії зміцнення до 30 с оброблення значення HV різко збільшуються втричі для стану СЛТ + ПО і вдвічі для стану СЛТ + Т6 + ПО. На другій стадії, яка триває до 90 с, процес зміцнення сповільнюється, значення HV коливаються в межах 4,5–5,2 ГПа для зразків СЛТ + ПО і 2,25–2,75 ГПа для СЛТ + Т6 + ПО. Після 120 с оброблення починається третя стадія, яка супроводжується зменшенням значень мікротвердості внаслідок релаксаційних процесів, що є характерним явищем для Al-стопів. Наприклад, подібний ефект багатостадійного характеру поверхневої деформації раніше виявлено для стопу Д16 під час ультразвукового ударного оброблення (УЗУО) на повітрі, що полягає у чергуванні стадій зміцнення та пластифікації. [43, 44]. Завдяки дисипації пружної енергії у процесах низькотемпературного динамічного повернення та динамічної рекристалізації поверхнева пластична деформація може неодноразово повторюватися, розпочинаючись наче «з чистого аркуша».

Слід зазначити, що застосування ПО дає змогу додатково зміцнювати поверхневий шар зразків AlSi10Mg , яких попередньо вже піддано штучному старінню. Максимальний ефект такого синергетичного (термічного та деформаційного) зміцнення сягає 245%.

На рисунку 7 показано зміни мікротвердості (за навантаження у 10 г) із глибиною зміцненого шару, а на рис. 8 — мікроструктуру поперечного перерізу. Можна бачити, що для зразків СЛТ + ПО зі збільшенням тривалості оброблення, товщина та мікротвердість модифікованого шару зростають, а для СЛТ + Т6 + ПО практично не змінюються. За даними оптичної мікроскопії максимальна глибина рівномірно зміцненого поверхневого шару для СЛТ + ПО складає приблизно 350 мкм, а для СЛТ + Т6 + ПО — 210 мкм. Після ПО адитивно виготовлених зразків вихідна мікроструктура рибиної луски

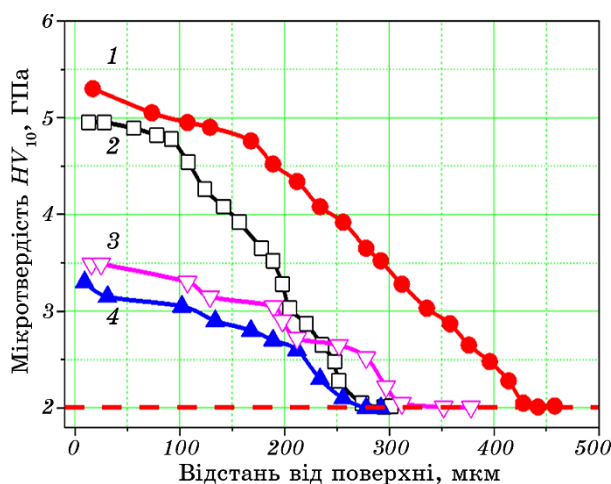


Рис. 7. Залежності зміни мікротвердості ступу AlSi10Mg із глибиною модифікованого шару: 1 — СЛТ + ПО ($t = 120$ с), 2 — СЛТ + ПО ($t = 60$ с), 3 — СЛТ + Т6 + ПО ($t = 120$ с), 4 — СЛТ + Т6 + ПО ($t = 60$ с).

Fig. 7. Depth dependences of microhardness of AlSi10Mg-alloy samples: 1—SLM + SB ($t = 120$ s), 2—SLM + SB ($t = 60$ s), 3—SLM + T6 + SB ($t = 120$ s), 4—SLM + T6 + SB ($t = 60$ s).

зникає аналогічно дії термічного оброблення та відбувається виділення дрібних частинок Силіцію з пересиченого твердого розчину на основі алюмінію (рис. 8, з). Формується також перехідний шар, в якому частково залишаються застигли ванни розтопу, які окантовані частинками Si. Скоріш за все, така структура та високі значення поверхневої мікротвердості свідчать про втілення частинок Al_2O_3 , які істотно подрібнюються під час ударної деформації.

У випадку зразків СЛТ + Т6 + ПО пришвидшеними частинками обробляється вже гомогенізована структура, в якій сферичні виділення Si достатньо рівномірно розподілені в об'ємі матеріалу. Тому яскраво вираженого зміцненого шару не спостерігається.

Можна лише зробити висновок, що у обробленій області подрібнені частинки Si вибудовуються у ряди, паралельні щодо поверхні зразка, тобто спостерігається більш упорядкована структура, тоді як в об'ємі ці виділення в деякій мірі повторюють сегменти вихідної СЛТ-структури з перехрещеннями, тобто розташовані більш хаотично.

Для порівняння автори [35], використовуючи піскоструминне оброблення мікросферами SiO_2 діаметром у 200–300 мкм під тиском у 0,7 МПа з віддаллю у 20 см упродовж 40 с, досягли ефекту поверхневого зміцнення на 20% і товщини ураженого шару у ≈ 200 мкм. Водночас залишкові напруження стиснення, спричинені ударним обробленням поверхні, складали приблизно -90 МПа і сягали

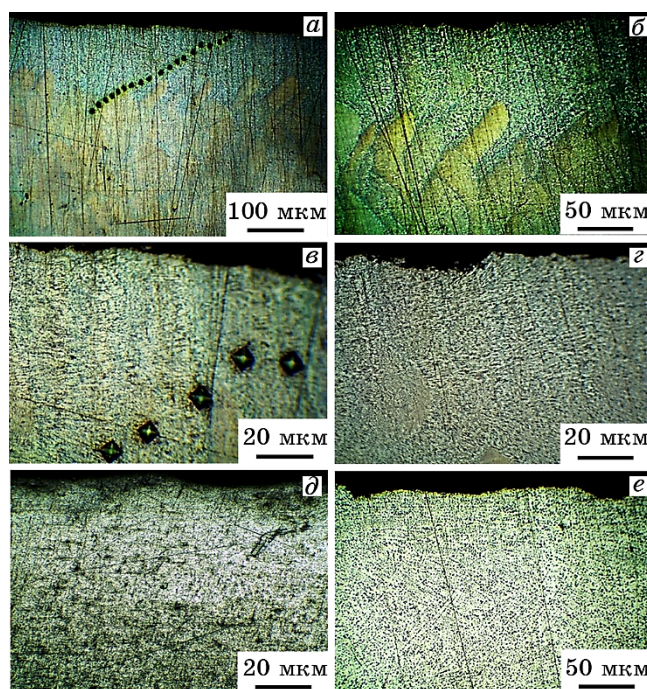


Рис. 8. Мікроструктура поперечного перерізу за різних збільшень для зразків ступу AlSi10Mg після оброблення на максимальну міцність: СЛТ + ПО (*a–в*), СЛТ + Т6 + ПО (*г, e*).

Fig. 8. Microstructure of cross-sections of AlSi10Mg alloy samples at various magnifications after treatment to maximum strength: SLM + SB (*a–в*), SLM + T6 + SB (*г, e*).

пікового значення у -155 МПа на глибині у $0,12$ мм. Після ПО термічно обробленого зразка залишкові напруження мали менше значення; максимальне напруження було виявлено на приблизно аналогічній глибині порівняно з відповідною серією без термічного оброблення ($0,14$ мм). Водночас загальна глибина шару, на який впливають залишкові напруження стиснення, була більшою та досягала $0,36$ мм.

Для виявлення напружень першого роду (σ_R), змін фазового складу та періодів кристалічної ґратниці, аналізу областей когерентного розсіяння (ОКР) і ступеня деформації кристалічної ґратниці (ε) алюмінію застосовано рентгеноструктурну аналізу (рис. 9 і 10). На рисунку 9 наведено фрагменти дифрактограм, які уможливають проаналізувати кутові положення й інтенсивність дифракційних максимумів Al(111), $Al_2O_3(012)$, Si(111) для СЛТ-стопу AlSi10Mg у вихідному стані та після термічного оброблення, а також після різних режимів ПО.

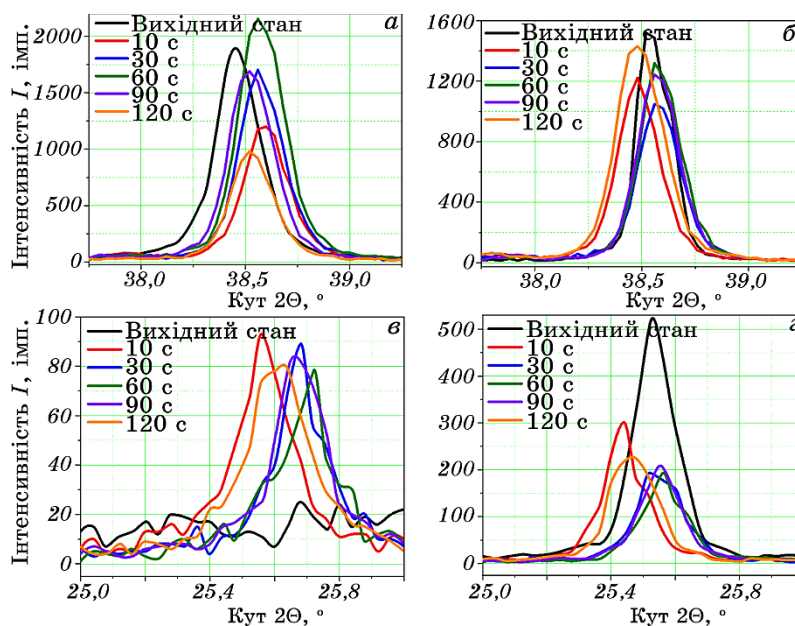


Рис. 9. Зміни інтенсивності та положення дифракційних максимумів для зразків стопу AlSi10Mg: Al(111), СЛТ + ПО (а); Al(111), СЛТ + Т6 + ПО (б); Al₂O₃(012), СЛТ + ПО (в); Si(111), СЛТ + Т6 + ПО (г).

Fig. 9. Changes in intensity and positions of diffraction peaks for AlSi10Mg alloy samples: Al(111), SLM + SB (a); Al(111), SLM + T6 + SB (б); Al₂O₃(012), SLM + SB (в); Si(111), SLM + T6 + SB (г).

Кількісний фазовий склад представлено в табл. 4.

Слід зазначити, що у вихідному стані СЛТ та СЛТ + Т6 наявні дифракційні максимуми від алюмінію (PDF-2 ID: 03-065-2869, просторова група 225: $Fm-3m$) та Si (PDF-2 ID: 00-005-0565, просторова група 227: $Fd-3m$). За даними кількісної рентгенофазової аналізи вміст Si становить $\cong 9,7\%$ ваг. У рівноважному стані для бінарної системи Al–Si максимальна розчинність Si у α -Al становить $1,65\%$ за температури у 577°C . Однак у процесі СЛТ висока швидкість охолодження сприяє збільшенню кількості Si в α -Al, що створює пересичену структуру твердого розчину на основі алюмінію.

Розмір ОКР алюмінію складає 44 нм і 105 нм для зразків без термічного оброблення та після Т6 відповідно. Ступінь деформації кристалічної ґратниці є вищим для СЛТ + ПО порівняно з СЛТ + Т6 + ПО та дорівнює $\cong 0,16\%$ порівняно з $0,075\%$.

Напруження першого роду (σ_R) є стискальними в обох випадках (50–100 ГПа), що пов'язане з механічним поліруванням зразків до проведення ПО.

Після СЛТ + ПО та СЛТ + Т6 + ПО з'являються рефлекси від

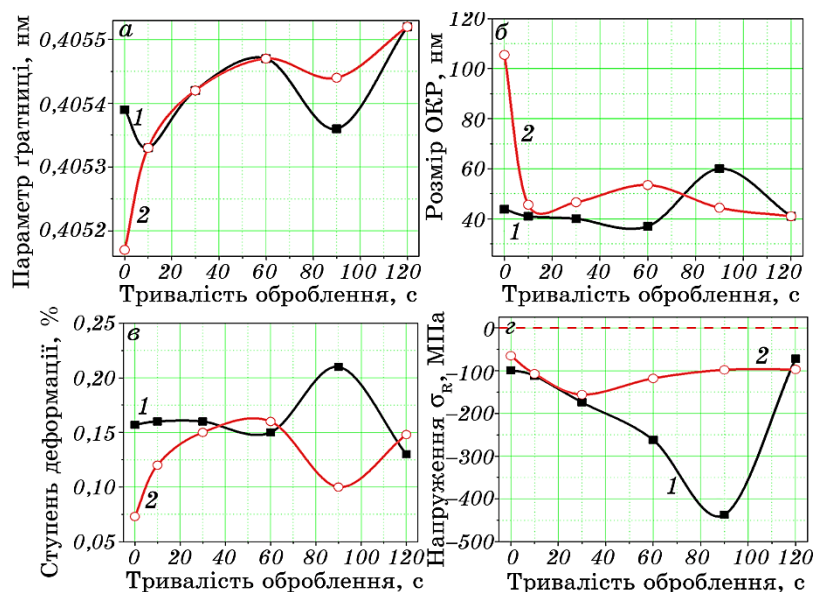


Рис. 10. Параметер кристалічної ґратниці алюмінію (а), розмір областей когерентного розсіяння (б), ступінь деформації кристалічної ґратниці (в) та рівень залишкових напружень першого роду (г) після піскоструминного оброблення стопу AlSi10Mg: 1 — СЛТ + ПО, 2 — СЛТ + Т6 + ПО.

Fig. 10. Crystal-lattice parameter of aluminium (a), coherent scattering area size (б), lattice microstrains (в), residual stresses of the first kind (г) after sand-blasting of AlSi10Mg alloy: 1—SLM + SB, 2—SLM + T6 + SB.

Al_2O_3 ; кількість цієї фази коливається від 26% ваг. до 35% ваг. і є дещо більшою для термооброблених зразків. Але істотної залежності від часу ПО не спостерігається.

Однією з причин зміцнення поверхні стопів алюмінію може бути процес механохімічного окиснення під дією інтенсивної пластичної деформації на повітрі. Як відомо, алюміній не існує в чистому вигляді у природі через його високу активність щодо Оксигену. У природньому стані вони швидко реагують, утворюючи пасивувальну плівку оксиду Алюмінію (Al_2O_3), яка покриває поверхню алюмінію. Повідомлялося, що за умов природньої атмосфери шар оксиду Алюмінію товщиною у 1 нм формується упродовж перших 2 годин і зрештою сягає товщини у 10 нм [45].

Оксид Алюмінію є тяжкотопким із температурою топлення у $\cong 2050^\circ C$; тому, незважаючи на жорсткий контроль Оксигену, його наявність може бути зафіксовано навіть на перетопленій лазером поверхні після СЛТ. Під час ПО частинки Al_2O_3 внаслідок удару можуть зруйнувати вихідну плівку оксиду Алюмінію, але нова плівка швидко утворюється знову в природньому середовищі, що може

ТАБЛИЦЯ 4. Кількісний фазовий склад за даними рентгеноструктурної аналізу.**TABLE 4.** Quantitative phase composition according to x-ray diffraction analysis.

Оброблення	Тривалість ПО, с	Вміст, % ваг.		
		Al	Si	Al ₂ O ₃
СЛТ	–	90,3	9,7	0
	10	64	6	30
	30	67,2	6,5	26,3
СЛТ + ПО	60	66	6,4	27,6
	90	65	6	29
	120	64	6,7	29,3
	10	65	7	28
	30	62	7	31
СЛТ + Т6 + ПО	60	63	7	30
	90	62	6	32
	120	60	5	35

пояснювати пік Оксигену, виявлений на модифікованій піскоструминним обробленням поверхні мікрорентгеноспектральною аналізою (табл. 2, рис. 3, б). На поперечному перерізі зразка ця тонка плівка оксиду достатньо наочно спостерігається. Але під нею модифікований шар містить втілені частинки Al₂O₃, що і є однією з можливих причин зміцнення поверхні.

У випадку, коли на поверхні матеріалу під дією інтенсивної пластичної деформації формується суцільний зміцнений оксидний «білий шар», як наприклад, для стопу Д16 під впливом УЗУО тривалістю у 80 с, концентрація Оксигену на поверхні та із глибиною приповерхневого шару наближується до 60 ат.%, а сам шар має зовсім іншу морфологію [44].

Ще однією причиною деформаційного зміцнення, пов'язаною з інтенсивною пластичною деформацією, викликану повторюваним впливом абразивних частинок на поверхню зразків, є можливе зменшення розміру кристалітів, на яких відбувається дифракція, а також зміни залишкового напруженого стану.

Що стосується розміру кристалітів (рис. 10, б), то цей чинник впливу має значення лише для зразків після термічного оброблення Т6, оскільки на початкових стадіях ПО відбувається зменшення ОКР в 2,3 рази до 45 нм. Для зразків СЛТ + ПО без термічного оброблення розмір ОКР істотно не змінюється та знаходиться в межах 40–60 нм.

Напруження стиснення, навпаки, мають значення для зразків

СЛТ + ПО та практично не змінюються від вихідного рівня для зразків СЛТ + Т6 + ПО (рис. 10, *з*). Так, для часу оброблення у 90 с досягається максимальне значення у -450 ГПа, що значно більше за -150 ГПа, про яке повідомляють автори [35]. Очікується, що високий рівень напружень стиску позитивно вплине на втомну поведінку стопу, як продемонстрували автори [6]. Крім того, виміряні значення добре узгоджуються з висновками інших дослідників щодо стопу AlSi10Mg у готовому стані та підданому піскоструминному обробленню [33]. Для часу оброблення у 90 с зразків СЛТ + Т6 + ПО спостерігається й найменший параметер кристалічної ґратниці алюмінію (рис. 10, *а*), а також найбільший ступінь її деформації (рис. 10, *в*). Для 120 с оброблення напруження стиску різко зменшуються до вихідного стану, а ступінь деформації стає навіть меншим за вихідний СЛТ-стан; параметер ґратниці алюмінію водночас збільшується. Ці дані підтверджують перебіг релаксаційних процесів, який супроводжується зменшенням мікротвердості (рис. 6, *а*). Зміна положення дифракційних максимумів $\text{Al}(111)$ і $\text{Si}(111)$ також підтверджує релаксацію напружень: як для зразків СЛТ + ПО, так і СЛТ + Т6 + ПО після 120 с оброблення значення кута дифракції повертається до початкового, яке було зафіксовано для 10 с.

Як відомо, Силіцій зменшує параметер ґратниці алюмінію (за розчинення 1 ат. % Si — $\cong$ на 0,06%). В даному разі для СЛТ + ПО параметер ґратниці зменшується для 10 с і 90 с оброблення та збільшується для інших значень часу. Для зразків СЛТ + Т6 + ПО параметер ґратниці збільшується, тобто Si виділяється з твердого розчину, а це також сприяє зміцненню.

4. ВИСНОВКИ

Після піскоструминного оброблення морфологія поверхні, мікроструктура, мікротвердість і залишкові напруження зразків стопу AlSi10Mg зазнають значних змін, які мають немонотонний характер.

Вплив ПО на морфологію поверхні термооброблених зразків є більш очевидним, оскільки супроводжується формуванням ширших і глибших кратерів і, відповідно, більшими втратами маси.

Найбільшого деформаційного зміцнення зазнають СЛТ-зразки завдяки специфічній вихідній мікроструктурі. Термічне оброблення Т6, сприяючи мікроструктурній гомогенізації, усуненню зон впливу тепла та сфероїдизації кремнію, радикально змінює механічну поведінку виготовлених СЛТ-зразків. У цьому разі загальний ефект зміцнення зменшується, а після 120 с оброблення відбувається релаксація напружень і відповідне знеміцнення підповерхневих шарів.

Механізми зміцнення внаслідок ПО відрізняються для різних станів адитивно виготовленого стопу AlSi10Mg . Крім втілення змі-

цнювальних частинок абразиву Al_2O_3 у кількості до 35% ваг., для випадку СЛТ + ПО вирішального значення має високий рівень залишкових напружень стиснення (-450 ГПа), а для СЛТ + Т6 + ПО — в основному подрібнення вихідної структури (розмір ОКР зменшується більше ніж вдвічі до 45 нм).

Висока кінетична енергія частинок Al_2O_3 під час багаторазових ударів призводить до утворення поверхневих дефектів і з часом — до перебігу процесів релаксації у модифікованому шарі стопу AlSi10Mg і, таким чином, нівелювання бажаного ефекту зміцнення. В цьому випадку більш «м'яке» піскоструминне оброблення поверхні може бути більш сприятливим.

Механічне кінетичне оброблення поверхні стопу AlSi10Mg зумовлює високі залишкові напруження стиснення у підповерхневих шарах, що має позитивно впливати на втомну міцність.

Роботу виконано в рамках держбюджетної теми № 2701ф Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» «Наукові основи ультразвукової ударної та адитивної технологій виготовлення високонавантажених деталей БПЛА з покращеною дальністю» (№ д/р 0124U001001), а також за підтримки НАН України (№ д/р 0123U102368).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. H. N. Lim, S. J. Sebastin, and J. Hand, *The J. Hand Surgery (Asian-Pacific Volume)*, **27**, No. 1: 204 (2022).
2. Qomariah and T. Rochman, *Civil Eng. Architect.*, **11**, No. 1: 101 (2023).
3. M. Cao, D. G. Zhang, Y. Gao, R. P. Chen, G. L. Huang, Z. Feng, R. Poprawe, J. H. Schleifenbaum, and S. Ziegler, *Mater. Sci. Eng. A*, **801**: 140427 (2021).
4. L. A. Rinaldi, R. Gomes da Silva, C. B. Haro, T. Trivico, P. F. Cesar, and L. Hian da Silva, *Int. J. Adhesion Adhesives*, **133**: 103758 (2024).
5. E. Convens, *Sandblasting Basics* (Gaelic Victors: 2017).
6. A. Pola, D. Battini, M. Tocci, A. Avanzini, L. Girelli, C. Petrogalli, and M. Gelfi, *Frattura ed Integrità Strutturale*, **49**: 775 (2019).
7. F. Sausto, C. Tezzele, and S. Beretta, *Metals*, **12**: 898 (2022).
8. A. Avanzini, D. Battini, M. Gelfi, L. Girelli, C. Petrogalli, A. Pola, and M. Tocci, *Proc. Struct. Integrity*, **18**: 119 (2019).
9. M. O. Vasiliev, G. I. Prokopenko, and V. S. Filatova, *Usp. Fiz. Met.*, **5**, No. 3: 345 (2004) (in Russian).
10. L. C. Wang and D. Y. Li, *Surf. Coat. Technol.*, **167**: 188 (2003).
11. Y. N. Petrov, M. A. Vasylyev, L. N. Trofimova, I. N. Makeeva, and V. S. Filatova, *Appl. Surf. Sci.*, **327**: 1 (2015).
12. X. Y. Wang and D. Y. Li, *Wear*, **255**, Iss. 7–12: 836 (2003).
13. X. S. Guan, Z. F. Dong, and D. Y. Li, *Nanotechnol.*, **16**: 2963 (2005).
14. A. Bandyopadhyay and S. Bose, *Additive Manufacturing* (CRC Press: 2021).
15. I. Gibson, D. Rosen, B. Stucker, and M. Khorasani, *Additive Manufacturing Technologies* (Springer: 2021).

16. T. Mukherjee and T. DebRoy, *Theory and Practice of Additive Manufacturing* (Wiley: 2023).
17. E. Pei, A. Bernard, D. D. Gu, C. Klahn, and M. Monzyn, *Springer Handbook of Additive Manufacturing* (Springer: 2023).
18. S. Joshi, R. P. Martukanitz, A. R. Nassar, and P. Michaleris, *Additive Manufacturing with Metals: Design, Processes, Materials, Quality Assurance, and Applications* (Springer: 2023).
19. V. Kumar, *Hybrid Composite Materials and Manufacturing: Fibers, Nano-Fillers and Integrated Additive Processes* (De Gruyter: 2024).
20. M. O. Vasylyev, B. M. Mordyuk, and S. M. Voloshko, *Progress in Physics of Metals*, **24**, No. 1: 5 (2023).
21. M. O. Vasylyev, B. M. Mordyuk, S. M. Voloshko, and P. O. Gurin, *Progress in Physics of Metals*, **23**, No. 2: 337 (2022).
22. M. O. Vasylyev, B. M. Mordyuk, and S. M. Voloshko, *Progress in Physics of Metals*, **25**, No. 3: 614 (2024).
23. N. Read, W. Wang, K. Essa, and M. M. Attallah, *Mater. Design*, **65**: 417 (2015).
24. L. Thijs, K. Kempen, J.-P. Kruth, and J. V. Humbeeck, *Acta Mater.*, **61**: 1809 (2013).
25. B. Li, H. Wang, J. Jie, and Z. Wei, *Mater. Design*, **32**: 1617 (2011).
26. P. Fathi, M. Mohammadi, X. Duan, and A. M. Nasiri, *J. Mater. Process. Technol.*, **259**: 1 (2018).
27. Y. C. Tsai, C. Y. Chou, S. L. Lee, C. K. Lin, J. C. Lin, and S. W. Lim, *J. Alloy Compd.*, **487**: 157 (2009).
28. M. Tang and P. C. Pistorius, *Int. J. Fatigue*, **94**: 192 (2017).
29. P. Mercelis and J.-P. Kruth, *Rapid Prototyping J.*, **12**, Iss. 5: 254 (2006).
30. D. D. Gu and Y. F. Shen, *Mater. Design*, **30**: 2903 (2009).
31. А. П. Бурмак, С. М. Волошко, С. І. Сидоренко, І. А. Владимирський, М. М. Ворон, Б. М. Мордюк, М. О. Васильєв, *Металофіз. новітні технол.*, **47**, № 5: 473 (2025).
32. А. П. Бурмак, М. М. Ворон, С. М. Волошко, С. І. Сидоренко, І. А. Владимирський, С. І. Конорев, Б. М. Мордюк, М. О. Васильєв, *Металофіз. новітні технол.*, **47**, № 8: 827 (2025).
33. M. H. Nasab, A. Giussani, D. Gastaldi, V. Tirelli, and M. Vedani. *Metals*, **9**, Iss. 10: 1063 (2019).
34. S. Fini, D. Croccolo, M. De Agostinis, G. Olmi, L. Paiardini, C. Scapecchi, and M. Mele, *Prog. Additive Manufacturing*, **10**: 1385 (2025).
35. S. Bagherifard, N. Beretta, S. Monti, M. Riccio, M. Bandini, and M. Guagliano, *Mater. Design*, **145**: 28 (2018).
36. E. Maleki, S. Bagherifard, O. Unal, and M. Guagliano, *Mater. Design*, **248**: 113462 (2024).
37. С. М. Волошко, Б. М. Мордюк, М. О. Васильєв, В. І. Закієв, А. П. Бурмак, Н. В. Франчік, *Металофіз. новітні технол.*, **45**, № 2: 217 (2023).
38. M. O. Vasylyev, S. I. Sidorenko, S. M. Voloshko, and T. Ishikawa, *Usp. Fiz. Met.*, **17**, No. 3: 209 (2016).
39. N. E. Uzan, S. Ramati, R. Shneck, N. Frage, and O. Yeheskel, *Additive Manufacturing*, **21**: 458 (2018).
40. <https://european-aluminium.eu/wp-content/uploads/2022/11/aam-materials-3-designation-system.pdf>
41. B. Efremenko, Y. Chabak, I. Petryshynets, V. Efremenko, K. Wu, S. Arshad, and F. Kromka, *Materials*, **18**, Iss. 5: 1102 (2025).
42. М. О. Васильєв, Л. Ф. Яценко, С. М. Волошко, П. О. Гурін, *Металофіз. но-*

вітні технол., 38, № 5: 683 (2016).

43. Г. І. Прокопенко, С. М. Волошко, І. Є. Котенко, А. П. Бурмак, *Наукові вісти ХТУУ «КПІ»*, № 3: 42 (2009).
44. Г. І. Прокопенко, А. Л. Березина, С. М. Волошко, І. Є. Котенко, А. П. Бурмак, *Металофіз. новітні технол.*, 32, № 3: 397 (2010).
45. H. Y. Fan, A. Witvrouw, F. Wolf-Monheim, R. Souschek, and S. F. Yang, *Hybrid Additive Manufacturing of Cost-Effective Automobile Parts by Diecasting (AlSi7Mg0.3 (A356)) and Selective Laser Melting (AlSi7Mg0.5 (A357)) — Effects of Substrate Surface Treatments on Bimetallic Interface Bonding Quality* (Prepr./KU Leuven, 2022) (Leuven: 2022).

REFERENCES

1. H. N. Lim, S. J. Sebastin, and J. Hand, *The J. Hand Surgery (Asian-Pacific Volume)*, 27, No. 1: 204 (2022).
2. Qomariah and T. Rochman, *Civil Eng. Architect.*, 11, No. 1: 101 (2023).
3. M. Cao, D. G. Zhang, Y. Gao, R. P. Chen, G. L. Huang, Z. Feng, R. Poprawe, J. H. Schleifenbaum, and S. Ziegler, *Mater. Sci. Eng. A*, 801: 140427 (2021).
4. L. A. Rinaldi, R. Gomes da Silva, C. B. Haro, T. Trivico, P. F. Cesar, and L. Hian da Silva, *Int. J. Adhesion Adhesives*, 133: 103758 (2024).
5. E. Convens, *Sandblasting Basics* (Gaelic Victors: 2017).
6. A. Pola, D. Battini, M. Tocci, A. Avanzini, L. Girelli, C. Petrogalli, and M. Gelfi, *Frattura ed Integrità Strutturale*, 49: 775 (2019).
7. F. Sausto, C. Tezzele, and S. Beretta, *Metals*, 12: 898 (2022).
8. A. Avanzini, D. Battini, M. Gelfi, L. Girelli, C. Petrogalli, A. Pola, and M. Tocci, *Proc. Struct. Integrity*, 18: 119 (2019).
9. M. O. Vasiliev, G. I. Prokopenko, and V. S. Filatova, *Usp. Fiz. Met.*, 5, No. 3: 345 (2004) (in Russian).
10. L. C. Wang and D. Y. Li, *Surf. Coat. Technol.*, 167: 188 (2003).
11. Y. N. Petrov, M. A. Vasylyev, L. N. Trofimova, I. N. Makeeva, and V. S. Filatova, *Appl. Surf. Sci.*, 327: 1 (2015).
12. X. Y. Wang and D. Y. Li, *Wear*, 255, Iss. 7–12: 836 (2003).
13. X. S. Guan, Z. F. Dong, and D. Y. Li, *Nanotechnol.*, 16: 2963 (2005).
14. A. Bandyopadhyay and S. Bose, *Additive Manufacturing* (CRC Press: 2021).
15. I. Gibson, D. Rosen, B. Stucker, and M. Khorasani, *Additive Manufacturing Technologies* (Springer: 2021).
16. T. Mukherjee and T. DebRoy, *Theory and Practice of Additive Manufacturing* (Wiley: 2023).
17. E. Pei, A. Bernard, D. D. Gu, C. Klahn, and M. Monzyn, *Springer Handbook of Additive Manufacturing* (Springer: 2023).
18. S. Joshi, R. P. Martukanitz, A. R. Nassar, and P. Michaleris, *Additive Manufacturing with Metals: Design, Processes, Materials, Quality Assurance, and Applications* (Springer: 2023).
19. V. Kumar, *Hybrid Composite Materials and Manufacturing: Fibers, Nano-Fillers and Integrated Additive Processes* (De Gruyter: 2024).
20. M. O. Vasylyev, B. M. Mordyuk, and S. M. Voloshko, *Progress in Physics of Metals*, 24, No. 1: 5 (2023).
21. M. O. Vasylyev, B. M. Mordyuk, S. M. Voloshko, and P. O. Gurin, *Progress in Physics of Metals*, 23, No. 2: 337 (2022).

22. M. O. Vasylyev, B. M. Mordyuk, and S. M. Voloshko, *Progress in Physics of Metals*, **25**, No. 3: 614 (2024).
23. N. Read, W. Wang, K. Essa, and M. M. Attallah, *Mater. Design*, **65**: 417 (2015).
24. L. Thijs, K. Kempen, J.-P. Kruth, and J. V. Humbeeck, *Acta Mater.*, **61**: 1809 (2013).
25. B. Li, H. Wang, J. Jie, and Z. Wei, *Mater. Design*, **32**: 1617 (2011).
26. P. Fathi, M. Mohammadi, X. Duan, and A. M. Nasiri, *J. Mater. Process. Technol.*, **259**: 1 (2018).
27. Y. C. Tsai, C. Y. Chou, S. L. Lee, C. K. Lin, J. C. Lin, and S. W. Lim, *J. Alloy Compd.*, **487**: 157 (2009).
28. M. Tang and P. C. Pistorius, *Int. J. Fatigue*, **94**: 192 (2017).
29. P. Mercelis and J.-P. Kruth, *Rapid Prototyping J.*, **12**, Iss. 5: 254 (2006).
30. D. D. Gu and Y. F. Shen, *Mater. Design*, **30**: 2903 (2009).
31. A. P. Burmak, S. M. Voloshko, S. I. Sydorenko, I. A. Vladymyrs'kyi, M. M. Voron, B. M. Mordyuk, and M. O. Vasylyev, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **47**, No. 5: 473 (2025) (in Ukrainian).
32. A. P. Burmak, M. M. Voron, S. M. Voloshko, S. I. Sydorenko, I. A. Vladymyrs'kyi, S. I. Konorev, B. M. Mordyuk, and M. O. Vasylyev, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **47**, № 8: 827 (2025) (in Ukrainian).
33. M. H. Nasab, A. Giussani, D. Gastaldi, V. Tirelli, and M. Vedani, *Metals*, **9**, Iss. 10: 1063 (2019).
34. S. Fini, D. Croccolo, M. De Agostinis, G. Olmi, L. Paiardini, C. Scapecchi, and M. Mele, *Prog. Additive Manufacturing*, **10**: 1385 (2025).
35. S. Bagherifard, N. Beretta, S. Monti, M. Riccio, M. Bandini, and M. Guagliano, *Mater. Design*, **145**: 28 (2018).
36. E. Maleki, S. Bagherifard, O. Unal, and M. Guagliano, *Mater. Design*, **248**: 113462 (2024).
37. S. M. Voloshko, B. M. Mordyuk, M. O. Vasylyev, V. I. Zakiyev, A. P. Burmak, and N. V. Franchik, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **45**, No. 2: 217 (2023) (in Ukrainian).
38. M. O. Vasylyev, S. I. Sidorenko, S. M. Voloshko, and T. Ishikawa, *Usp. Fiz. Met.*, **17**, No. 3: 209 (2016).
39. N. E. Uzan, S. Ramati, R. Shneck, N. Frage, and O. Yeheskel, *Additive Manufacturing*, **21**: 458 (2018).
40. <https://european-aluminium.eu/wp-content/uploads/2022/11/aam-materials-3-designation-system.pdf>
41. B. Efremenko, Y. Chabak, I. Petryshynets, V. Efremenko, K. Wu, S. Arshad, and F. Kromka, *Materials*, **18**, Iss. 5: 1102 (2025).
42. M. O. Vasylyev, L. F. Yatsenko, S. M. Voloshko, and P. O. Huryn, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **38**, No. 5: 683 (2016) (in Ukrainian).
43. H. I. Prokopenko, S. M. Voloshko, I. Ye. Kotenko, and A. P. Burmak, *Naukovi Visti NTUU 'KPI'*, No. 3: 42 (2009) (in Ukrainian).
44. G. I. Prokopenko, A. L. Berezina, S. M. Voloshko, I. E. Kotenko, and A. P. Burmak, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **32**, No. 3: 397 (2010) (in Russian).
45. H. Y. Fan, A. Witvrouw, F. Wolf-Monheim, R. Souschek, and S. F. Yang, *Hybrid Additive Manufacturing of Cost-Effective Automobile Parts by Diecasting (AlSi7Mg0.3 (A356)) and Selective Laser Melting (AlSi7Mg0.5 (A357)) — Effects of Substrate Surface Treatments on Bimetallic Interface Bonding Quality* (Prepr./KU Leuven, 2022) (Leuven: 2022).

PACS numbers: 52.80.Mg, 62.20.Qp, 68.35.Fx, 68.55.-a, 81.05.Je, 81.15.-z, 81.40.Pq

Одержання покриттів MoSi_2 , ZrB_2 – SiC з плазми вакуумно-дугового розряду

С. Ю. Тесля*, М. А. Тесля*, П. І. Лобода*, В. М. Надтока**,
І. О. Гусарова**, В. С. Краєва**, Д. С. Леонов***, Ю. І. Богомол*

*Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»,
просп. Берестейський, 37,
03056 Київ, Україна

**ДП «Конструкторське бюро «Південне» ім. М. К. Янгеля»,
вул. Криворізька, 3,
49008 Дніпро, Україна

***Технічний центр НАН України,
вул. Покровська, 13,
04070 Київ, Україна¹

У роботі досліджено можливість одержання жаростійких покриттів MoSi_2 та ZrB_2 – 10SiC на ніобійових підкладках методом вакуумно-дугового осадження з використанням катод, виготовлених методом іскроплазмового спікання. Проведено рентгенофазову аналізу, дослідження мікроструктури, локального хемічного складу, адгезійної міцності, мікротвердості та трибологічних властивостей одержаних покриттів. Вста-

Corresponding authors: Serhii Yuriyovych Teslia
E-mail: teslia.serhii@lil.kpi.ua

*National Technical University of Ukraine ‘Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute’,
37, Prosp. Beresteyskyi, UA-03056 Kyiv, Ukraine

**State Enterprise ‘M. K. Yangel ‘Design Office ‘Pivdenne’’,
3, Kryvorizka Str., UA-49008 Dnipro, Ukraine

***Technical Centre N.A.S. of Ukraine,
13, Pokrovs’ka, Str., UA-04070 Kyiv, Ukraine

Citation: S. Yu. Teslia, M. A. Teslia, P. I. Loboda, V. M. Nadтока, I. O. Husarova, V. S. Kraieva, D. S. Leonov, and Yu. I. Bogomol, Fabrication of MoSi_2 , ZrB_2 – SiC Coatings from Vacuum-Arc Discharge Plasma, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 6: 611–626 (2026), DOI: [10.15407/mfint.48.06.0611](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0611)

© Publisher PH ‘Akademperiodyka’ of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

новлено, що під час осадження покриття MoSi_2 відбувається активна дифузійна взаємодія між Силіцієм і ніобійовою підкладкою з утворенням перехідного шару Nb_5Si_3 , який сприяє підвищенню адгезійної міцності покриття до 38–52 МПа. Для покриттів ZrB_2 –10SiC підтверджено наявність фаз ZrB_2 , SiC і твердого розчину на основі ZrB_2 , а також формування щільної й однорідної структури з мікротвердістю у 1800–2400 HV_1 . Результати трибологічних випробувань показали, що покриття ZrB_2 –10SiC характеризується у 2–2,5 рази вищою зносостійкістю порівняно з покриттям MoSi_2 . Встановлено, що покриття MoSi_2 дифузійного шару, як і покриття ZrB_2 –10SiC, демонструють вищу твердість і зносостійкість. Одержані результати підтверджують перспективність використання вакуумно-дугових покриттів MoSi_2 та ZrB_2 –10SiC для захисту неохолоджуваних високотемпературних елементів аерокосмічної техніки.

Ключові слова: вакуумно-дугове осадження, MoSi_2 , ZrB_2 –10SiC, ніобійова підкладка, жаростійкі покриття, мікроструктура, адгезійна міцність, зносостійкість.

During operation, it is possible to press hot MoSi_2 and ZrB_2 –10SiC coatings on niobium substrates by means of the method of vacuum-arc deposition with permanent cathodes made by means of the method of spark-plasma cooling. An x-ray phase analysis, a study of the microstructures, local chemical composition, adhesive strength, microhardness, and tribological forces of the obtained coatings is carried out. As established, during the placement of the MoSi_2 coating, an active diffusion interaction between the silicon and the niobium substrate with occurrence of the insulated Nb_5Si_3 transition layer that increases the adhesive strength of the coating to 38–52 MPa. For ZrB_2 –10SiC coatings, it is confirmed the presence of ZrB_2 , SiC phases and a hard coating based on ZrB_2 , as well as the formation of a smooth and homogeneous structure with a microhardness of 1800–2400 HV_1 . The results of tribological tests show that the ZrB_2 –10SiC coating is 2–2.5 times more durable than the MoSi_2 coating. As established, the coating of the MoSi_2 diffusion layer, as well as the same of the coating of ZrB_2 –10SiC, demonstrates hardness and wear resistance. The obtained results confirm the perspective of using vacuum-arc MoSi_2 and ZrB_2 –10SiC coatings for storage of uncooled high-temperature elements in aerodynamic technology.

Key words: vacuum-arc deposition, MoSi_2 , ZrB_2 –10SiC, niobium substrate, heat-resistant coatings, microstructure, adhesive strength, wear resistance.

(Отримано 5 травня 2026 р.; остаточн. варіант — 13 травня 2026 р.)

1. ВСТУП

Подальше освоєння космосу вимагає створення високоефективних рідинних ракетних двигунів (РРД) із максимальним питомим імпульсом тяги. Максимальна ефективність досягається із повним виключенням системи охолодження камери згоряння, де темпера-

тури сягають понад 3000 К [1]. Ніобійові стопи є одними з небагатьох перспективних матеріалів для таких умов завдяки малій питомій вазі та високій температурі топлення. Ї у вакуумі чи інертній атмосфері вони зберігають міцність, та на повітрі за температур вище 800–1000°C швидко окиснюються з утворенням крихкого шару. Тому для забезпечення роботи деталей з ніобію за температур у 1800–1900°C критично потрібне використання жаростійких покриттів [2]. Серед широкого спектра тяжкотопких сполук (боридів, карбідів, нітридів) найліпшим кандидатом для захисту ніобійових стопів визнано дисиліцид Молибдену (MoSi_2) та матеріали на основі дибориду Цирконію (ZrB_2). Ці матеріали мають коефіцієнт лінійного термічного розширення, що практично збігається з показниками ніобію та забезпечує сприятливий механізм високотемпературного окиснення [3]. Корозійну стійкість MoSi_2 зумовлено формуванням на поверхні суцільної самовідновлюваної склоподібної плівки діоксиду Силіцію (SiO_2), яка стає бар'єром для кисню. За температур вище 1500°C ця плівка здатна ефективно заліковувати мікротріщини. Працездатність покриттів істотно залежить від їхніх структури та складу [4–9]. Дослідження показують, що легування молибден-силіційових покриттів Паладієм значно підвищує їхню жаростійкість за температури у 1800°C [10]. Процес деградації покриття за високих температур пов'язаний із тим, що дисиліцид Молибдену виступає джерелом Силіцію для утворення захисної плівки. З часом шар втрачає Силіцій і перетворюється на нижчі силіциди (наприклад, Mo_5Si_3), які мають слабші захисні властивості [8, 9]. Гранична теоретична температура працездатності MoSi_2 становить 1800°C, оскільки за вищих температур активізується випаровування монооксиду Силіцію, що руйнує цілісність захисту. Головним механізмом втрати жаростійкості є утворення мікротріщин, через які Кисень просякає до основи металу [6].

Для формування силіцидних покриттів використовують кілька основних методів, кожен з яких має свої переваги та недоліки. Шлікерний метод вирізняється простотою, проте одержані покриття мають високу пористість, слабку адгезію й обмежені температурою експлуатації до 1400°C [11–13]. Дифузійний (хіміко-термічний) метод найбільш поширений для ніобійових стопів (наприклад, галогенідно-активоване силіціювання) та забезпечує формування шарів з високим вмістом тяжкотопких фаз, але має проблему відтворюваності якості покриття через нерівноважні процеси [5, 6]. Механічні та газотермічні методи дають змогу одержувати покриття різної товщини без значного впливу на підкладинку, але вимагають складного обладнання та не завжди гарантують оптимальну структуру [14, 15]. Вакуумно-плазмові методи (магнетронне розпорошення та вакуумно-дугове випаровування), як і інші методи, мають свої переваги та недоліки. Магнетронне розпорошення

дає якісні плівки, але формує стовпчасту структуру та має низьку швидкість осадження [16, 17]. Вакуумно-дугове випаровування натомість забезпечує надзвичайно високу адгезію та швидкість завдяки високому ступеню йонізації плазми (до 80–95%) [18]. Незважаючи на значні переваги вакуумно-дугової методи, її застосування для нанесення MoSi_2 ускладняється надзвичайною крихкістю цього матеріалу. Висока концентрація теплової потужності на катоді призводить до її розтріскування [19]. Використання іскроплазмового спікання для формування катод з оптимізованими механічними властивостями [20] може забезпечити можливість успішної реалізації вакуумно-дугової методи для нанесення силіцидних покриттів.

Для зменшення термічних напружень у катоді під час її вакуумно-дугового випаровування необхідно використовувати методи керування переміщенням катодними плямами дугового розряду (наприклад, з допомогою магнетного поля аروحної конфігурації [21]), що забезпечить рівномірний нагрів поверхні катоди. Крім того, доцільно проводити процес нанесення покриття в імпульсному режимі, що дає можливість більш інтенсивного відведення теплового потоку з поверхні катоди в її об'єм.

Покриття на основі дисиліциду Молибдену (MoSi_2) є найперспективнішим варіантом для захисту камер згоряння з ніобійових стовпів за екстремальних температур (1200–1700°C) завдяки сумісності теплового розширення та механізму утворення захисної плівки. Найбільший потенціал для масового і якісного впровадження має технологія вакуумно-дугового нанесення. Вдосконалення методів одержання катод високої щільності та стабілізації дугового розряду дасть змогу значно підвищити ресурс роботи неоохолоджуваних ракетних двигунів нового покоління.

2. МАТЕРІАЛИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ

Одержання катод для вакуумно-дугового напорошення покриттів здійснювали методом іскро-плазмового спікання (SPS) порошоків MoSi_2 (середній розмір частинок — 5 мкм, виробник — Sigma-Aldrich) та суміші порошоків ZrB_2 –10SiC (середній розмір частинок — 2 мкм, виробник — Stark). Консолідацію порошоків MoSi_2 та ZrB_2 –10SiC проводили за температур у 1600°C та 1850°C відповідно. Тиск пресування у 50 МПа прикладали з початку процесу нагрівання. Швидкість нагрівання становила 100°C/хв.; спікання здійснювали в середовищі аргону. У результаті спікання було одержано витратні катоди діаметром у 30 мм і висотою у 20 мм.

Одержані катоди використовували для нанесення покриттів вакуумно-дуговою методом. Після спікання катоди мають циліндричну форму; перехід між боковою та торцевими поверхнями відбува-

ється під прямим кутом з утворенням гострої грані. Щоб запобігти руйнуванню катода внаслідок переміщення катодних плям дугового розряду по гострій грані між боковою й торцевою поверхнями катода, її гостру грань шліфували до радіуса закруглення у 3–5 мм.

Для зменшення градієнту температури в катодах використано імпульсний режим осадження: 5 секунд осадження–9 секунд пауза. За час паузи відбувається пониження температури катода.

Під час нанесення покриттів відбувався нагрів катода до температур більше 1200°C і зразків до температур у 700–800°C. Покриття наносили на підкладинки з ніобію у вигляді дисків діаметром у 40 мм і товщиною у 5 мм. Перед нанесенням покриття поверхню було попередньо очищено в жеврійному розряді в атмосфері аргону з подальшим очищенням потоком йонів матеріалу катода за подачі на зразки напруги у 1000 В. Осадження проводили до товщини покриття у 50–60 мкм. Режими осадження покриттів наведено в табл. 1.

Мікроструктуру й елементний склад одержаних покриттів досліджували методом сканувальної електронної мікроскопії за допомогою Thermo Scientific Axia ChemiSEM, оснащеного енергодисперсійним детектором TrueSight X. Фазовий склад покриттів аналізували методом рентгенівської дифракції з використанням дифрактометра Rigaku Ultima IV у CuK_α-випромінненні ($\lambda = 0,15406$ нм). Зйомку дифрактограм проводили в діапазоні кутів $2\theta = 20\text{--}80^\circ$ з кроком у $0,02^\circ$ і швидкістю сканування у $2^\circ/\text{хв}$. Оцінку адгезійної міцності покриттів проводили клейовою метою із використанням епоксидної смоли. Для цього до поверхні покриття приклеювали крицевий контрзразок циліндричної форми за допомогою двоконпонентної епоксидної композиції. Після полімеризації клею зразки витримували за кімнатної температури впродовж 24 годин. Подальше випробування здійснювали на універсальній розривній машині У05-4 шляхом прикладання осьового навантаження до моменту відриву покриття або руйнування клейового з'єднання. Значення адгезійної міцності визначали як відношення максимального навантаження до площі контакту. Мікротвердість покриттів визначали методом Віккерса за допомогою мікротвердоміра ПМТ-3 за

ТАБЛИЦЯ 1. Режими вакуумно-дугового осадження.

TABLE 1. Vacuum-arc deposition modes.

Матеріал катода	Тиск у камері, Торр	Час процесу, хв.		Струм дугового розряду, А	Напруга дугового розряду, В
		процесу осадження	загальний		
ZrB ₂ -10SiC	(7–9)·10 ⁻⁴ у газовому середовищі аргону	125	256	48–52	24–26
MoSi ₂		26	56	80–115	28–25

навантаження у 9,8 Н і витримки індентора впродовж 10 с. Для кожного зразка виконували не менше 10 мірянь із подальшим усередненням одержаних значень. Оцінку зносостійкості покриттів проводили за стандартною схемою тертя палець–диск на приладі МікронТрібо. Як контртіло використовували діамантовий індентор. Випробування здійснювали за навантаження у 5 Н та швидкості обертання диска у 150 об/хв. Після випробувань визначали втрату маси та розраховували питомий знос покриттів.

3. РЕЗУЛЬТАТИ Й ОБГОВОРЕННЯ

На рисунку 1 наведено рентгенофазову аналізу покриттів MoSi_2 (рис. 1, а) і ZrB_2 –10SiC (рис. 1, б). На дифрактограмі покриття MoSi_2 спостерігаються інтенсивні піки фази MoSi_2 , що свідчить про збереження основної силіцидної фази після процесу осадження. Разом із цим на дифрактограмі фіксуються рефлекси фази Nb_5Si_3 , які відсутні у вихідному катодному матеріалі та формуються безпосередньо в процесі осадження покриття на ніобійову підкладку. Утворення Nb_5Si_3 можна пояснити активною взаємною дифузією Si та Nb в умовах високих температур поверхні зразків та активації їхньої поверхні в процесі йонного очищення потоком пришвидшених йонів. Силіцій характеризується значно вищою рухливістю у системі Nb–Si порівняно з Молибденом; тому саме Si дифундує до поверхневих шарів ніобію та реагує з підкладкою з утворенням проміжного дифузійного шару ніобійових силіцидів. Формування такого шару є характерним для систем Nb–Si і часто спостерігається за нанесення силіцидних покриттів на ніобійові стопи [22, 23].

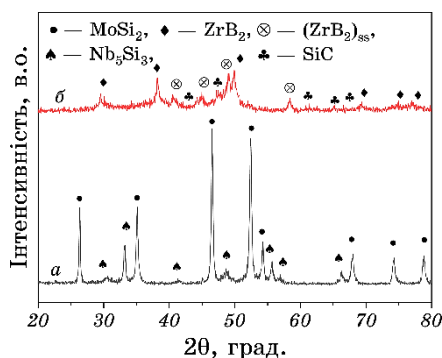


Рис. 1. Дифрактограма вакуумно-дугових покриттів: (а) MoSi_2 , (б) ZrB_2 –10SiC.

Fig. 1. X-ray diffraction patterns of the vacuum-arc coatings: (а) MoSi_2 , (б) ZrB_2 –10SiC.

Поява Nb_5Si_3 є позитивним чинником для експлуатаційних характеристик покриття, оскільки дана фаза виконує роль перехідного дифузійного шару між підкладкою та зовнішнім силіцидним покриттям. Це сприяє підвищенню адгезійної міцності, зменшенню різниці коефіцієнтів термічного розширення та поліпшенню жаростійкості системи загалом. Крім того, Nb_5Si_3 характеризується високою термічною стабільністю та стійкістю щодо високотемпературного окиснення. Аналогічне формування багатшарових структур типу $\text{MoSi}_2/\text{NbSi}_2/\text{Nb}_5\text{Si}_3$ на ніобійових стопах описано в ряді робіт, що стосуються жаростійких покриттів для ракетних та авіаційних застосувань [24].

Для покриття, одержаного з катоди ZrB_2 - 10SiC (рис. 1, б), на дифрактограмі виявлено піки фаз ZrB_2 та SiC , що підтверджує перенесення основних компонентів катодного матеріалу до складу покриття. Водночас присутність рефлексів, позначених як $(\text{ZrB}_2)_{ss}$, свідчить про формування твердого розчину на основі дибориду Цирконію. Ймовірно, утворення даного твердого розчину відбувається ще на стадії іскро-плазмового спікання катоди, коли за високої температури й інтенсивної дифузії частина атомів Si та C може розчинятися у кристалічній ґратниці ZrB_2 або формувати дефектну боридну структуру [25, 26].

Також не виключено, що додаткове легування боридної фази відбувається вже під час вакуумно-дугового випаровування внаслідок нерівноважного характеру конденсації покриття. Для вакуумно-дугових процесів характерним є формування метастабільних фаз і пересичених твердих розчинів через надвисокі швидкості охолодження конденсованого матеріалу. Це може приводити до зміщення та розширення дифракційних максимумів фази ZrB_2 , що і спостерігається на представленій дифрактограмі. Наявність фази SiC у складі покриття є важливою з точки зору експлуатаційних властивостей, оскільки карбід Силіцію забезпечує підвищення твердості та жаростійкості покриття. Крім того, SiC може виступати джерелом Силіцію для формування захисних оксидних плівок SiO_2 впродовж високотемпературного окиснення. ZrB_2 , у свою чергу, є ультрависокотемпературною керамікою (UHTC) з високою температурою топлення, значною твердістю та хорошою теплопровідністю, що робить такі покриття перспективними для захисту неохолоджуваних елементів аерокосмічної техніки. Слід також відзначити, що дифрактограма покриття ZrB_2 - 10SiC характеризується ширшими та менш інтенсивними піками порівняно з MoSi_2 -покриттям. Це може свідчити про менший розмір кристалітів, підвищений рівень структурних дефектів і часткову аморфізацію структури внаслідок високошвидкісної конденсації матеріалу під час вакуумно-дугового осадження. Подібні особливості структури характерні для багатокомпонентних боридно-карбідних покриттів, одержаних фізични-

ми методами осадження з парової фази. Одержані результати фазової аналізи підтверджують, що в процесі вакуумно-дугового осадження відбувається не лише перенесення матеріалу катоди, а й активна хемічна взаємодія між компонентами покриття та ніобійовою підкладкою з формуванням дифузійних і перехідних фаз. Це є важливим чинником формування адгезії, мікроструктури й експлуатаційних властивостей жаростійких покриттів.

На рисунку 2 наведено мікроструктуру поперечних перерізів покриттів MoSi_2 (а-в) та $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ (з-є), одержаних методом вакуумно-дугового осадження на підкладках з ніобію. Аналіза мікроструктури показала формування суцільних покриттів із чітко вираженою межею поділу між покриттям і підкладкою, однак характер будови та морфологія шарів істотно відрізняються залежно від складу катоди. Для покриття MoSi_2 (рис. 2, а-в) характерною є неоднорідна дисперсна структура з розвиненою дрібнозернистою морфологією верхнього шару. Товщина покриття становить приблизно 120–150 мкм. У приповерхневій області спостерігається значна кількість дрібних округлих структурних елементів, що може бути пов'язане з особливостями конденсації крапельної фази під час вакуумно-дугового осадження.

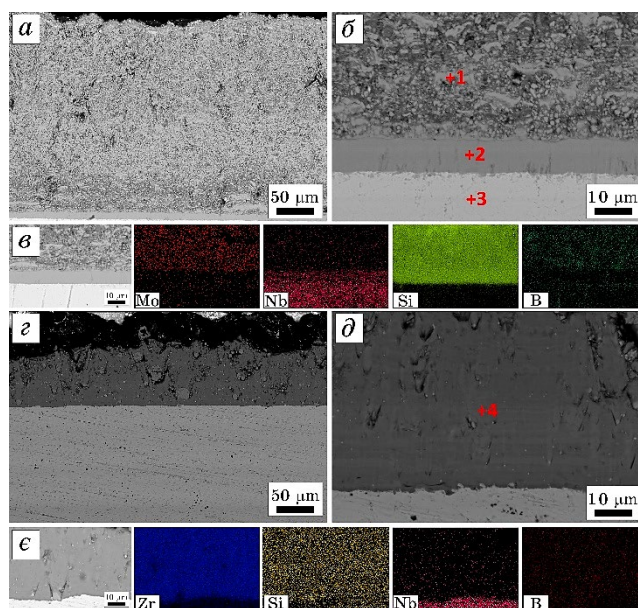


Рис. 2. Поперечний переріз покриттів MoSi_2 (а-б) та $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ (з-д) з відповідним картування хемічних елементів (е) та (є).

Fig. 2. Cross-sectional microstructures of the MoSi_2 (а-б) and $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ (з-д) coatings with the corresponding elemental maps (е) and (є).

Для дугових PVD-процесів характерним є перенесення частини матеріалу у вигляді мікрокрапель, які після кристалізації формують характерний глобулярний рельєф покриття. Особливий інтерес становить наявність проміжного шару між покриттям і ніобійовою підкладкою (рис. 2, б, табл. 2, точка +2). Згідно з результатами EDS-аналізи (табл. 2), дана область містить 63,4 мас.% Nb та 36,4 мас.% Si за практично повної відсутності Молибдену. Такий склад добре узгоджується з формуванням силіцидного дифузійного шару в системі Nb-Si. З урахуванням результатів рентгенофазової аналізи можна припустити, що дана область відповідає фазі Nb₅Si₃ або суміші силіцидів Ніобію. Формування подібного дифузійного шару пояснюється високою рухливістю Силіцію під час осадження.

Силіцій має значно вищий коефіцієнт дифузії у ніобії порівняно з Молибденом, унаслідок чого Si активно просякає у поверхневі шари підкладки ще на ранніх стадіях формування покриття. Це приводить до реакційної дифузії й утворення перехідного шару силіцидів Ніобію, який забезпечує поступову зміну хімічного складу між покриттям і підкладкою. Аналогічні дифузійні прошарки Nb₅Si₃ за нанесення MoSi₂-покриттів на ніобійові стопи описано в роботах, присвячених жаростійким захисним системам для високотемпературних застосувань. У верхньому шарі покриття (точка +1) виявлено 65,2 мас.% Si та 34,8 мас.% Mo, що є близьким до складу силіцидної фази MoSi₂ з урахуванням можливої похибки локальної EDS-аналізи та неоднорідності структури. Водночас практична відсутність Nb у цій області свідчить про локалізацію дифузійної взаємодії переважно у приінтерфейсній зоні. Поблизу межі підкладки (точка +3) фіксується майже чистий ніобій (98,7 мас.% Nb), що вказує на обмежену глибину дифузійного просякнення Силіцію та формування відносно тонкого реакційного шару. Це є позитивним чинником, оскільки надмірне зростання товщини крихких силіцидних фаз може призводити до пониження тріщиностійкості системи.

Покриття ZrB₂-10SiC (рис. 2, з, є) характеризується більш щільною й однорідною мікроструктурою порівняно з MoSi₂-покриттям. Товщина шару становить близько 80–120 мкм. У структурі спосте-

ТАБЛИЦЯ 2. Енергодисперсійна аналіза в точках.

TABLE 2. Energy-dispersion analysis at points.

Точка	Вміст елементів, мас. %				
	Si	Zr	B	Mo	Nb
+1	65,2	—	—	34,8	—
+2	36,4	—	—	0,2	63,4
+3	0,6	—	—	0,7	98,7
+4	8,2	72,6	19,2	—	—

рігається значно менша кількість пор і макродефектів, а межа між покриттям і підкладкою є чіткою та рівномірною. Водночас у приповерхневій області присутні окремі дефекти крапельної фази, типові для вакуумно-дугового осадження боридних матеріалів. EDS-аналіза області +4 показала вміст 72,6 мас.% Zr, 19,2 мас.% В та 8,2 мас.% Si. Такий склад добре узгоджується зі структурою покриття на основі ZrB_2 з додаванням Si-вмісної фази. Наявність Силіцію у покритті підтверджує перенесення компонентів SiC-кераміки з катоди до складу конденсату. Водночас вміст Бору є нижчим за теоретичний для стехіометричного ZrB_2 , що може бути пов'язане з низькою чутливістю EDS-аналізи до легких елементів, зокрема Бору, а також можливим формуванням дефектної боридної структури чи то твердого розчину $(ZrB_2)_{ss}$. Щільна мікроструктура ZrB_2 -10SiC-покриття може бути зумовленою високою температурою топлення та малою дифузійною рухливістю боридної фази, що стримує інтенсивне масоперенесення та формування реакційних прошарків із підкладкою. Крім того, присутність SiC сприяє додатковому ущільненню структури та пониженню пористості покриття. Подібні структурні особливості характерні для боридно-карбідних покриттів системи ZrB_2 -10SiC, одержаних PVD-методами для високотемпературного захисту ультрависокотемпературних матеріалів. Таким чином, результати мікроструктурної та локальної хемічної аналізи підтверджують, що покриття $MoSi_2$ характеризується активною дифузійною взаємодією з ніобійовою підкладкою та формуванням силіцидного перехідного шару, тоді як покриття ZrB_2 -10SiC формує більш стабільну та щільну боридно-карбідну структуру з мінімальною реакційною взаємодією з основою.

В таблиці 3 наведено дані щодо механічних властивостей одержаних покриттів. Одержані результати показали істотну відмінність між механічними властивостями покриттів на основі $MoSi_2$ та ZrB_2 -10SiC. Покриття $MoSi_2$ характеризувалося вищою адгезійною

ТАБЛИЦЯ 3. Результати механічних випробувань покриттів $MoSi_2$ та ZrB_2 -10SiC.

TABLE 3. Results of mechanical tests of $MoSi_2$ and ZrB_2 -10SiC coatings.

Покриття	Адгезійна міцність, МПа	Мікротвердість HV1	Характер руйнування
$MoSi_2$	38–52	850–1100	переважно когезійне руйнування в області дифузійного шару
ZrB_2 -10SiC	35–48	1800–2400	частково адгезійне руйнування по межі покриття-підкладка

міцністю порівняно з боридним покриттям, що пов'язане, насамперед, із формуванням перехідного дифузійного шару Nb-Si на межі з ніобійовою підкладкою.

Як було встановлено за результатами рентгенофазової та локальної EDS-аналізи, під час осадження MoSi_2 -покриття відбувається активна дифузія Силіцію у поверхневі шари ніобію з утворенням силіцидів типу Nb_5Si_3 . Формування такого градієнтного шару забезпечує плавний перехід хемічного складу та коефіцієнтів термічного розширення між покриттям і підкладкою. У результаті зменшується рівень внутрішніх напружень і підвищується ефективність механічного зчеплення покриття з основою. Крім того, силіцидні фази мають відносно добру сполучність із ніобієм унаслідок подібної природи міжатомового зв'язку та високої температурної стабільності системи Nb-Si-Mo. Саме тому руйнування під час адгезійних випробувань у багатьох випадках мало когезійний характер, тобто перебігало всередині самого покриття або дифузійного шару, а не безпосередньо по межі поділу. Подібна поведінка характерна для реакційно-дифузійних жаростійких покриттів на основі силіцидів Молибдену. Водночас покриття ZrB_2 -10SiC продемонструвало значно вищу мікротвердість, що пояснюється природою боридної кераміки. Фаза ZrB_2 належить до ультрависокотемпературних керамік (УНТК) та характеризується високою щільністю ковалентного зв'язку, значною жорсткістю кристалічної ґратниці та високим опором пластичній деформації. Додаткове зміцнення структури забезпечується присутністю фази SiC і можливим формуванням твердого розчину $(\text{ZrB}_2)_{\text{ss}}$. Разом із тим надвисока твердість боридного покриття супроводжується підвищеною крихкістю та більш високим рівнем залишкових напружень, характерних для PVD-покриттів на основі тяжкотопких боридів.

На відміну від MoSi_2 -системи, у покритті ZrB_2 -10SiC не спостерігається виражений дифузійний перехідний шар між покриттям і ніобійовою підкладкою. Унаслідок цього межа поділу залишається більш різкою, що погіршує релаксацію напружень і сприяє локальному відшаруванню під навантаженням. Додатковим чинником пониження адгезійної міцності ZrB_2 -10SiC-покриття може бути істотна різниця коефіцієнтів термічного розширення між боридною керамікою та ніобійовою основою. Під час охолодження після осадження це приводить до формування значних термічних напружень у приінтерфейсній області. У поєднанні з високою крихкістю боридної фази це сприяє зародженню мікротріщин і частковому адгезійному руйнуванню по межі покриття-підкладка. Таким чином, покриття MoSi_2 забезпечує ліпшу адгезійну сполучність із ніобійовою підкладкою завдяки реакційній дифузії та формуванню перехідного силіцидного шару, тоді як покриття ZrB_2 -10SiC характеризується значно вищою твердістю та потенційно ліпшою

зносостійкістю, однак поступається за рівнем адгезійної міцності через високу крихкість і відсутність розвиненої дифузійної взаємодії з основою.

Результати трибологічних випробувань покриттів MoSi_2 та $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ наведено на рис. 3 й 4. Аналіза залежності швидкості зношування від шляху тертя показала, що обидва типи покриттів характеризуються поступовим пониженням інтенсивності зношування зі збільшенням дистанції випробувань. Водночас покриття $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ демонструє істотно вищу зносостійкість упродовж усього циклу випробувань порівняно з покриттям MoSi_2 . Для покриття MoSi_2 (рис. 3, а) на початковому етапі випробувань спостерігається

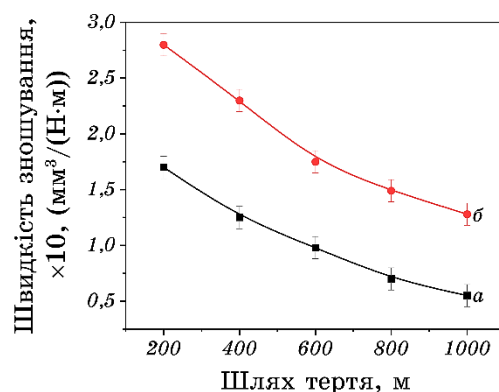


Рис. 3. Швидкість зношування покриттів $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ (а) та MoSi_2 (б).

Fig. 3. Wear rates of the $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ (a) and MoSi_2 (b) coatings.

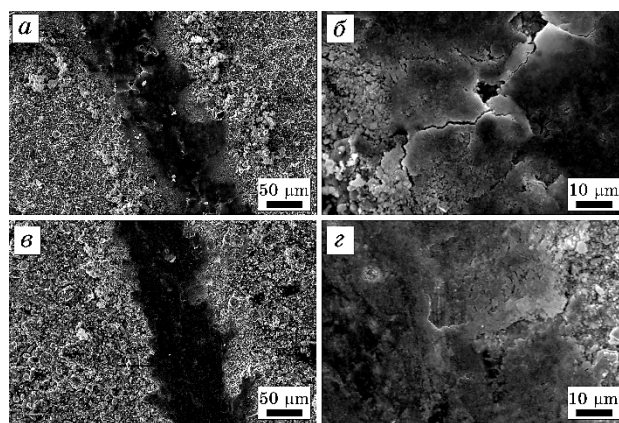


Рис. 4. Треки зношування покриттів MoSi_2 (а–б) та $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ (в–г).

Fig. 4. Wear tracks of the MoSi_2 (a, б) and $\text{ZrB}_2\text{-10SiC}$ (в, г) coatings.

найбільша швидкість зношування, яка для шляху тертя у 200 м становить близько $2,8 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$. Надалі інтенсивність зношування поступово зменшується та для 1000 м досягає приблизно $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$. Подібна поведінка може бути пов'язана з поступовим формуванням вторинного трибологічного шару в зоні контакту, який частково стабілізує процес тертя та знижує швидкість руйнування поверхні. Разом із тим абсолютні значення швидкості зношування для MoSi_2 -покриття залишаються вищими порівняно з ZrB_2 - 10SiC . Це пояснюється відносно нижчою твердістю силіцидної фази та більшою схильністю до крихкого локального руйнування під дією концентрованих контактних навантажень.

Крім того, наявність дрібнодисперсної та частково глобулярної структури, характерної для вакуумно-дугових силіцидних покриттів, може сприяти локальному викришуванню поверхневих ділянок у процесі тертя. СЕМ-аналіза треку зношування покриття MoSi_2 (рис. 4, а, б) підтверджує реалізацію переважно абразивного механізму руйнування. На поверхні спостерігаються поздовжні борозни, утворені внаслідок дії діамантового індентора, а також ділянки локального викришування матеріалу. Наявність фрагментованих частинок зносу свідчить про крихке руйнування окремих структурних елементів покриття. У деяких областях також помітні ознаки деламінації поверхневого шару, що може бути пов'язане з накопиченням контактних напружень у приповерхневій зоні. Для покриття ZrB_2 - 10SiC (рис. 3, б) швидкість зношування є помітно нижчою вже на початковій стадії випробувань і становить близько $1,7 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$ для шляху тертя у 200 м. З подальшим збільшенням дистанції тертя спостерігається стабільне пониження швидкості зношування до рівня близько $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ мм}^3/(\text{Н} \cdot \text{м})$ для 1000 м. Таким чином, зносостійкість боридного покриття приблизно у 2–2,5 рази перевищує аналогічний показник для MoSi_2 -покриття.

Підвищену зносостійкість ZrB_2 - 10SiC зумовлено комплексом чинників. Насамперед, це — значно вища твердість покриття, зумовлена присутністю ультрависокотемпературної боридної фази ZrB_2 та карбіду Силіцію. Висока твердість зменшує глибину втілення контртіла та пригнічує розвиток пластичної деформації в зоні контакту. Крім того, щільніша та більш однорідна мікроструктура покриття знижує ймовірність локального викришування та зародження тріщин під час циклічного навантаження. Аналіза треку зношування ZrB_2 - 10SiC (рис. 4, в–г) показує, що поверхня характеризується меншою глибиною борозен і нижчим рівнем руйнування порівняно з MoSi_2 -покриттям. На поверхні присутні окремі ділянки темних трибооксидних плівок, які можуть формуватись у процесі тертя внаслідок локального нагріву контактної зони. Формування таких вторинних структур здатне додатково знижувати коефіцієнт тертя та стабілізувати процес зношування.

Для $\text{ZrB}_2\text{--}10\text{SiC}$ -покриття основним механізмом руйнування також є абразивне зношування, однак його інтенсивність є значно меншою. Водночас ознаки масштабного викришування або глибокої деламінації практично відсутні, що свідчить про вищу структурну стабільність покриття під дією контактних навантажень. Пониження швидкості зношування зі збільшенням шляху тертя для обох типів покриттів може бути пов'язане з поступовим згладжуванням поверхневих нерівностей і стабілізацією контактної області. Крім того, у процесі тертя можливе формування компактованого шару продуктів зносу, який частково виконує функцію твердого мастила та понижує інтенсивність подальшого руйнування поверхні. Таким чином, результати трибологічних досліджень показали, що покриття $\text{ZrB}_2\text{--}10\text{SiC}$ характеризується значно вищою зносостійкістю порівняно з MoSi_2 , що зумовлено його більшою твердістю, щільнішою мікроструктурою та підвищеною стабільністю боридно-карбідної фази в умовах абразивного навантаження.

4. ВИСНОВКИ

1. Методом іскро-плазмового спікання було одержано катоди MoSi_2 та $\text{ZrB}_2\text{--}10\text{SiC}$, придатні для подальшого вакуумно-дугового осадження жаростійких покриттів на ніобійові підкладинки.
2. Встановлено, що в процесі осадження покриття MoSi_2 відбувається активна дифузійна взаємодія між Силіцієм і ніобійовою підкладкою з утворенням перехідного шару Nb_5Si_3 . Формування дифузійного шару забезпечує поліпшення адгезійної міцності та гратієнтний перехід властивостей між покриттям і основою.
3. Для покриття $\text{ZrB}_2\text{--}10\text{SiC}$ підтверджено формування фаз ZrB_2 , SiC та твердого розчину $(\text{ZrB}_2)_{\text{ss}}$. Утворення твердого розчину пов'язане з процесами високотемпературної дифузії під час SPS-консолідації катоди та нерівноважною конденсацією під час вакуумно-дугового осадження.
4. Мікроструктурна аналіза показала, що покриття MoSi_2 характеризується більш розвинутою глобулярною структурою та наявністю дифузійного прошарку, тоді як покриття $\text{ZrB}_2\text{--}10\text{SiC}$ має щільнішу й одноріднішу структуру з меншою кількістю дефектів.
5. Покриття MoSi_2 продемонструвало вищу адгезійну міцність (38–52 МПа), що зумовлено формуванням силіцидного перехідного шару Nb_5Si_3 . Водночас покриття $\text{ZrB}_2\text{--}10\text{SiC}$ характеризувалося значно вищою мікротвердістю (1800–2400 HV_1) завдяки присутності ультрависокотемпературних боридних і карбідних фаз.
6. Результати трибологічних випробувань показали, що покриття $\text{ZrB}_2\text{--}10\text{SiC}$ має у 2–2,5 рази нижчу швидкість зношування порівняно з MoSi_2 -покриттям. Основним механізмом руйнування для обох систем є абразивне зношування, однак боридно-карбідне пок-

риття характеризується вищою структурною стабільністю та меншою схильністю до викришування.

7. Одержані результати підтверджують перспективність використання вакуумно-дугових покриттів MoSi₂ і ZrB₂-10SiC для захисту неохолоджуваних високотемпературних елементів аерокосмічної техніки, зокрема деталей на основі ніобію, що працюють в умовах інтенсивного термомеханічного та трибологічного навантаження.

ПОДЯКА

Роботу було виконано за підтримки Національного фонду досліджень України (проект 2025.06/0079, договір № 213.06/0079 від 02.03.2026 р.).

ВНЕСОК АВТОРІВ

Тесля С.Ю. — концептуалізація дослідження, розроблення методології, проведення досліджень, аналіза й інтерпретація результатів, підготовка початкового варіанту рукопису, візуалізація даних; Тесля М.А. — проведення досліджень, обробка та систематизація даних, валідація результатів, підготовка початкового варіанту рукопису, редагування та доопрацювання тексту; Леонов Д.С. — підготовка статті, редагування рукопису; Лобода П.І. — розроблення концепції роботи, удосконалення методології, рецензування та редагування рукопису; Надтока В.М. — участь в експериментальних дослідженнях, перевірка та валідація одержаних результатів; Гусарова І.О. — дослідження структури та фазового складу матеріалів, аналіза й інтерпретація результатів; Краєва В.С. — оброблення експериментальних даних, підготовка графічних матеріалів, валідація результатів; Богомол Ю.І. — проведення досліджень, організація виконання роботи, наукове керівництво дослідженням.

Усі автори схвалили остаточну версію рукопису.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА—REFERENCES

1. S. R. Shine and S. Shri Nidhi, *Propulsion and Power Research*, **7**, Iss. 1: 1 (2018).
2. Tatsuo Tabaru, Jin-Hak Kim, Kazuhisa Shobu, Michiru Sakamoto, Hisatoshi Hirai, and Shuji Hanada, *Metallurgical and Materials Transactions A*, **36**: 617 (2005).
3. Y. Lin, M.J. Kramer, A.J. Thon, and M.A. Kinc, *Metallurgical and Materials Transactions A.*, **36**: 601 (2005).
4. Xin Wang, Kaiyuan Xing, Qingyu Li, and Tao Yang, *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, **113**: 106189 (2023).
5. S. V. Litovchenko, V. M. Beresnev, A. A. Drobyshevskaya, and P. V. Turbin, *Fizicheskaya Inzheneriya Poverkhnosti* [Physical Surface Engineering], **10**,

- No. 2: 110 (2012) (in Russian).
6. S. D. Harchenko and S. I. Kovtun, *Teplofizika ta Teploenergetika* [Thermal Physics and Thermal Power Engineering], **43**, No. 3: 78 (2021) (in Ukrainian).
7. Weiwei Yang, Youcai Zhang, Shengyuan Lei, Qiufeng Mo, Kui Ling, Xiaoyu Lv, Xiaolian Zhao, and Weizhou Li, *Journal of Alloys and Compounds*, **887**, Iss. 20: 161365 (2021).
8. E. Szajna, G. Moskal, W. Stryczniewicz, A. Kozłowska, K. Leśniewska-Matys, A. Malinowska, A. Tomaszewska, A. Trzcionka-Szajna, M. Mikuśkiewicz, and K. Szymański, *Surface and Coatings Technology*, **473**: 129896 (2023).
9. Lu Zhu, Xiaohong Wang, Xuanru Ren, Ping Zhang, and Peizhong Feng, *Journal of European Ceramic Society*, **42**, Iss. 3: 921 (2022).
10. M. S. Cirilin, A. V. Kasatkin, G. M. Plavnik, and V. N. Vechkanov, *Poroshkovaya Metallurgiya* [Powder Metallurgy], **1**: 26 (1982) (in Russian).
11. Longfei Li, Xiping Guo, and Yanqiang Qiao, *Journal of Alloys and Compounds*, **938**: 168456 (2023).
12. A. I. Borisenko and S. V. Hashkovskiy, *Zashchita Izdeliy iz Niobievyykh Splavov ot Vysokotemperaturnoi Gazovoi Korrozii* [Protection of Niobium Alloy Products from High-Temperature Gas Corrosion] (Leningrad: Nauka: 1986) (in Russian).
13. Yu. Dziadykevych and L. Kytskai, *Visnyk Ternopil'skoho Derzhavnogo Tekhnichnogo Universytetu* [Bulletin of Ternopil State Technical University], **10**, No. 3: 45 (2005) (in Ukrainian).
14. V. A. Okovityj, F. I. Panteleenko, V. V. Okovityj, V. M. Astashinskij, *Nauka i Tekhnika* [Science and Technology], **20**, No. 5: 369 (2021) (in Russian).
15. Ashok Meghwal, Ameer Anupam, Murty B.S., Christopher C. Berndt, Ravi Sankar Kottada, and Andrew Siao Ming Ang, *Journal of Thermal Spray Technology*, **29**: 857 (2020).
16. D. V. Gorelov, A. I. Novosel'tsev, M. Cheshkov, A. M. Lavrenova, and A. I. Savickij, *Nanoindustriya* [Nanoindustry], **18**, No. 12: 161 (2025) (in Russian).
17. Arutun Ehasarian, *Pure and Applied Chemistry*, **82**, Iss. 6: 1247 (2010).
18. V. V. Vasil'ev, A. A. Luchaninov, E. N. Reshetnyak, and V. E. Strel'nitskiy, *FIP*, **13**, No. 2: 78 (2015) (in Ukrainian).
19. I. A. Ivanov, A. G. Slutskiy, V. A. Sheynert, A. I. Ivanov, and A. N. Belyi, *Lit'e i Metallurgiya* [Casting and Metallurgy], **2**: 68 (2021) (in Russian).
20. Farzin Arianpour, Farhad Golestanifard, Hamidreza Rezaie, Mehdi Mazaheri, Ali Celik, Ferhat Kara, and Gilbert Fantozzi, *International Journal of Refractory Metals and Hard Materials*, **56**: 1 (2016).
21. D. V. Dukhopel'nikov, D. V. Kirillov, M. K. Marakhtanov, E. V. Vorob'ev, and V. S. Bulychyov, *Izvestiya Vuzov. Fizika* [Universities News. Physics], **62**, No. 11: 68 (2019) (in Russian).
22. Yulin Ge, Yaming Wang, Junchen Chen, Yongchun Zou, Lixin Guo, Jiahu Ouyang, Dechang Jia, and Yu Zhou, *J. of Alloys and Compounds*, **745**: 271 (2018).
23. JianHui Yan, Yi Wang, LongFei Liu, Yueming Wang, and Fang Chen, *Journal of Thermal Spray Technology*, **24**, No. 6: 1093 (2015).
24. Man Wang, Chao Li, Cheng-Bin Zheng, Hui Dong, Guan-Jun Yang, and Lin Chen, *Journal of the European Ceramic Society*, **46**, No. 2: 117791 (2026).
25. Shi C. Zhang, Greg E. Hilmas, and William G. Fahrenholtz, *Journal of the European Ceramic Society*, **31**, Iss. 5: 893 (2011).
26. Trevor G. Aguirre, Corson L. Cramer, Ercan Cakmak, Michael J. Lance, and

Richard A. Lowden, *Results in Materials*, **11**: 100217 (2021).

PACS numbers: 68.08.Bc, 68.35.Np, 81.05.Bx, 81.05.Je, 81.20.Vj, 85.40.Ls

The Possibility of Using of Aluminium–Titanium Intermetallics to Obtain Heat-Resistant Metal Coatings on ZrO₂- and Al₂O₃-Ceramics

O. V. Durov and T. V. Stetsyuk

*I. M. Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, N.A.S. of Ukraine,
3, Omeljan Pritsak Str.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

The intermetallic compound Al₃Ti is tested for metallization of the ZrO₂ and Al₂O₃ ceramics. For ZrO₂, the contact angle of Al₃Ti melt is of 35°, and for Al₂O₃, it is of 47°. Metallization is carried out by both infiltration of titanium powder layer applied on the ceramic surface with molten aluminium and further heating up to melting of formed Al₃Ti. The coating with high adhesion to ceramics is obtained for ZrO₂ ceramics, which can withstand heating in air up to 1000°C for 60 min. For Al₂O₃ ceramics, results are much worse, probably, due to high deoxidation of the interface.

Key words: metallization, zirconia, alumina, Al₃Ti, wetting, infiltration, heat resistance.

Інтерметалід Al₃Ti був випробуваний для металізації ZrO₂- й Al₂O₃-керамік. Для ZrO₂-кераміки контактний кут змочування розтопом Al₃Ti становив 35°, а для Al₂O₃-кераміки — 47°. Металізацію проводили шляхом просочування шару порошку титану, нанесеного на поверхню кераміки, розтопленням алюмінієм з подальшим нагріванням до розтоплення утвореного Al₃Ti. Для ZrO₂-кераміки одержано покриття з високою адгезією до кераміки, яке витримує нагрівання на повітрі до 1000°C впродовж 60 хв. Для Al₂O₃-кераміки результати були набагато гіршими, ймовірно,

Corresponding author: Oleksii Viktorovich Durov
E-mail: avdu@ukr.net

Citation: O. V. Durov and T. V. Stetsyuk, The Possibility of Using of Aluminium–Titanium Intermetallics to Obtain Heat-Resistant Metal Coatings on ZrO₂- and Al₂O₃-Ceramics, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 6: 627–632 (2026), DOI: [10.15407/mfint.48.06.0627](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0627)

© Publisher PH “Akadempriodyka” of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

через високий ступінь розкиснення поверхні поділу.

Ключові слова: металізація, діоксид Цирконію, оксид Алюмінію, змочування, термостійкість.

(Received 27 January, 2025; in final version, 7 April, 2025)

1. INTRODUCTION

Titanium is often used in joining (brazing, metallization) ceramic materials, primarily oxides, as a dopant to filler alloys based on tin, copper, silver, nickel, *etc.* The adhesion properties of metal melts containing titanium have been studied in many works [1–3]. Fillers compositions, brazing and soldering technologies have been developed that provide sufficiently high strength characteristics of joints.

The disadvantage of such technologies is the low heat resistance of fillers and metallization coatings due to the low melting point, as well as the oxidation of titanium. Since ceramic joints are required in devices operating at high temperatures (turbine parts, internal combustion engines, electron-beam equipment, fuel cells, *etc.*), it is necessary to develop high-temperature fillers with increased heat resistance and technologies for their application [4–12]. Until now, oxygen-free types of ceramic materials have been mainly studied [5–12]. As for oxide materials, aluminium–titanium alloys with high aluminium content can be used for their metallization and soldering. When metallic materials with high aluminium content are oxidized, an oxide layer consisting of Al_2O_3 is formed on their surface, which ensures high heat resistance of the alloys [13, 14]. At the same time, aluminium and titanium have high affinity for oxygen, which should ensure good wetting of oxide materials by these alloys [15].

In the aluminium–titanium system [16], there is an intermetallic compound Al_3Ti , which is a suitable candidate, since its melting point is 1377°C and the aluminium content is high enough to provide oxidation resistance. Al_3Ti also has fairly good mechanical properties, including high-temperature ones, for example, the strength is 700–900 MPa [17]. In this work, Al_3Ti is tested for metallization of oxide ceramics based on Al_2O_3 and ZrO_2 .

2. MATERIALS AND METHODS

Single crystals and ceramics made of ZrO_2 stabilized with 3.5 mol.% Y_2O_3 , Al_2O_3 ceramics and sapphire were used. The surface of the ceramic and single crystal samples was polished with 0.7–0.3 μm diamond powder. High-purity aluminium and titanium, and technical-grade titanium powder were used to prepare the metallization composition.

Wetting was studied on the single crystals using the sessile drop method in a vacuum of $5 \cdot 10^{-5}$ Pa. The melt was formed directly during the experiment: titanium and aluminium weights corresponding to the Al–25Ti composition were prepared, the titanium part was placed on the surface of the single crystal, the aluminium part was placed on it and at a temperature of about 800°C aluminium and titanium reacted to form Al_3Ti . Then, the samples were heated to melting of the Al_3Ti and contact angles were measured.

Metallization was carried out by the infiltration method: a layer of titanium powder was applied to the ceramic surface in the form of a suspension in an organic solvent and then part of aluminium was placed on the surface covered with titanium and heated in a vacuum. When melted, aluminium infiltrates in titanium, reacts with it and a loose porous layer of Al_3Ti is formed. With further heating to 1377°C, Al_3Ti melts and covers the ceramic surface with an even layer.

3. RESULTS AND DISCUSSION

In the wetting experiments, the equilibrium contact angle after melting Al_3Ti and reaching a temperature of 1400°C was set during several seconds. For ZrO_2 , the contact angle was 35°, and for Al_2O_3 , 47° (Fig. 1). However, after cooling, the Al_3Ti drop did not stay on the Al_2O_3 surface and broke off easily. There were not any visible signs of interaction on the sapphire under the drop; the base of the drop was the same colour as its top surface.

Samples of Al_2O_3 and ZrO_2 ceramics were metallised. The coating thickness was of 0.5–0.7 mm; photographs of the samples are shown in Fig. 2. For Al_2O_3 , the joint strength of the coating to the ceramics was very low, the metallization layer peeled off spontaneously (Fig. 2, *a*), but, for ZrO_2 ceramics, a uniform coating with high adhesion to the surface of the oxide material was obtained (Fig. 2, *b*).

The heat resistance of the metallised zirconia-ceramics samples was estimated by annealing in air at 1000°C for 60 min. The metallised surface turned white, but the thickness of the oxide film was no more than 5 µm. There was no peeling of the metallised layer from the ceramic

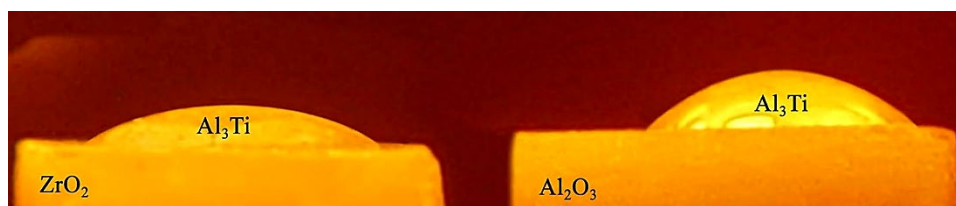


Fig. 1. Drops of the Al_3Ti melt on the ZrO_2 single crystal (left sample) and sapphire (right sample).

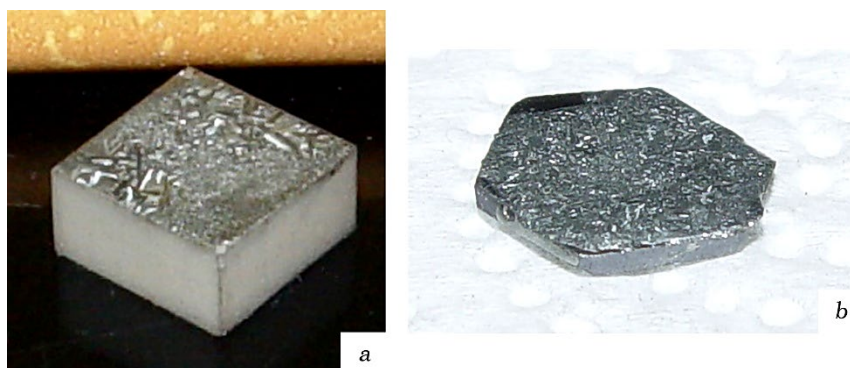


Fig. 2. Al_3Ti metallised Al_2O_3 -ceramics (*a*) and ZrO_2 -ceramics (*b*) samples.



Fig. 3. ZrO_2 -ceramics metallised with Al_3Ti after annealing in air at 1000°C during 60 min.

surface. It should also be noted that the ZrO_2 ceramics, which, after metallization in a vacuum, turned black due to the loss of oxygen, turned white again after annealing in air (Fig. 3).

With drops of the Al_3Ti melt on the ZrO_2 single crystal (left sample) and sapphire (right sample), a cross-section of the metallised sample was made. Its micrograph is shown in Fig. 4.

The formation of a transition layer at the oxide-metal boundary is not visible on the cross-section, and there are also no signs of oxidation of the metallization coating.

The reason of absence of strong joint between Al_3Ti and Al_2O_3 ceramics after cooling despite good wetting is not clear and require a special consideration. Next explanation may be proposed: the strong joint of aluminium and its alloys to solid oxides is provided by formation of thin Al_2O_3 interlayer on the interface, which has high adhesion to both

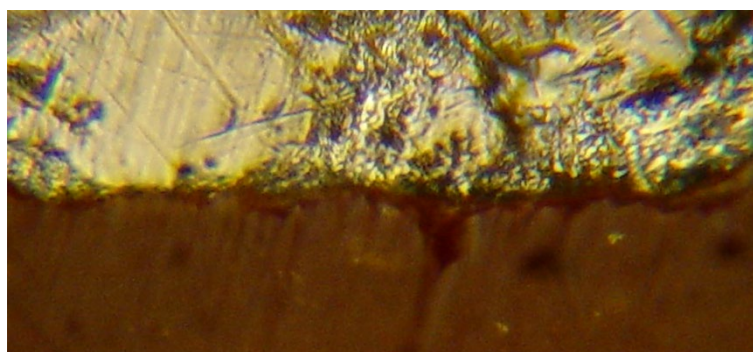


Fig. 4. Microstructure of Al_3Ti – ZrO_2 -ceramics transition zone for sample annealed in air ($\times 1000$).

substrate and metal [18, 19], but presence of titanium in the melt increases the solubility of oxygen within it [20], thus, deoxidizing the melt and preventing the formation of a transition Al_2O_3 layer. At the same time, zirconia ceramics has high mobility of anions, so, supplies enough oxygen to form a transition layer despite titanium oxidation.

4. CONCLUSIONS

The use of Al_3Ti as a composition for metallization of zirconia ceramics allows obtaining metallised samples with increased heat resistance. This opens up the possibility of obtaining heat-resistant brazed joints of ceramics with metal, if a heat-resistant metal is used as the metal part of the joint.

The Al_2O_3 does not form strong joint with Al_3Ti despite of good enough wetting. This phenomenon needs additional study. The absence of strong joint between Al_3Ti and Al_2O_3 can be used in refractory technology, where adhesion of melt to crucible or mould is undesirable.

REFERENCES

1. Y. V. Naidich, *Kontaknyye Yavleniya v Metallicheskih Rasplavakh* [Contact Phenomena in Metal Melts] (Kiev: Naukova Dumka: 1972) (in Russian).
2. S. K. Rhee, *J. Amer. Ceram. Soc.*, **54**, Iss. 7: 332 (1971).
3. F. L. Harding and D. R. Rossington, *J. Amer. Ceram. Soc.*, **53**, Iss. 2: 87 (1970).
4. Y. Zyang, D. Fengi, Z. He, and X. Chen, *J. Iron Steel Res. Int.*, **13**, Iss. 2: 1 (2006).
5. L. Junqin and X. Ping, *J. Mater. Sci.*, **36**, Iss. 6: 1383 (2001).
6. H. Xiong, W. Dong, B. Chena, Y. Kang, A. Kawasaki, H. Okamura, and R. Watanabe, *Mater. Sci. Eng.: A.*, **474**, Iss. 1–2: 376 (2008).
7. J. McDermid, M. Pugh, and R. Drew, *Metall. Trans. A*, **20**, Iss. 9: 1803 (1989).

8. A. Koltsov, F. Hodaj, and N. Eustathopoulos, *Mater. Sci. Eng.: A*, **495**, Iss. 1–2: 259 (2008).
9. H. Xiong, W. Mao, Y. Xie, W. Guo, X. Li, and Y. Cheng, *Materials Letters*, **61**, Iss. 25: 4662 (2007).
10. G. Blugan, J. Kuebler, V. Bissig, and J. Janczak-Rusch, *Ceram. Int.*, **33**, Iss. 6: 1033 (2007).
11. K. Weil and J. Rice, *Scripta Mater.*, **52**, Iss. 11: 1081 (2005).
12. H. Xiong, B. Chen, Y. Kang, W. Mao, A. Kawasaki, H. Okamura, and R. Watanabe, *Scripta Mater.*, **56**, Iss. 2: 173 (2007).
13. J. Park, I. Kim, Y. Jung, H. Kim, D. Park, and B. Choi, *Journal of Nuclear Materials*, **437**, Iss. 1–3: 75 (2013).
14. Y. Jang, S. Kim, and D. Lee, *Mater. Sci. Forum*, **449–452**: 825 (2004).
15. R. Cui, X. Tang, M. Gao, H. Zhang, and S. Gong, *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, **22**, Iss. 4: 887 (2012).
16. <http://www.factsage.cn/fact/documentation/SGTE/Al-Ti.jpg>
17. R. Ciach, *Proc. of the NATO Advanced Study Institute on Advanced Light Metals and Composites (Sept. 5–15, 1997, Zakopane, Poland)*.
18. X. Ning, Y. Lin, W. Xu, R. Peng, H. Zhou, and K. Chen, *Mater. Sci. Eng.: B*, **99**, Iss. 1–3: 479 (2003).
19. C. Lin and W. Tuan, *Int. J. of Applied Ceramic Technology*, **13**, Iss. 1: 170 (2016).
20. Y. Kobayashi and F. Tsukihashi, *High Temperature Materials and Processes*, **19**, Iss. 3–4: 212 (2000).

PACS numbers: 62.20.Qp, 62.23.St, 62.25.Mn, 68.37.Hk, 68.37.Lp, 81.65.Ps, 81.40.Np

Stability of Physical and Mechanical Properties of Wear-Resistant Ultrafine-Grained Surface Friction Layers under Extreme Conditions of Thermal Effects during Operation of Sliding Bearings

V. V. Tykhonovych

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd.,
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

As established, the transition of the friction pair composed of steel 130Cr17 and steel 20Cr13 to a stationary operating mode with minimal wear and friction coefficient occurs due to the self-organization of the wear-resistant ultra-fine-grained coatings on the contact surfaces of both solids. These coatings are formed from a qualitatively new ultradispersed and nanostructured material that can contain up to 25 at. % of oxygen and carbon. As shown, self-organizing wear-resistant coatings are composed of friction layers, each of which is the result of a separate act of layering a microvolume of metal on the working surfaces of the solids. Friction layers differ from the deformed original metal of steels in terms of their high hardness and elasticity. They prevent the formation of strong adhesive bonds between rubbing solids and facilitate the transition of the system to a stationary operating mode with a minimal coefficient of friction and wear. During operation, the material of the surface friction layers is subject to intense cyclic thermomechanical effects. Therefore, its ability to retain its unique physical and mechanical properties under extreme conditions of high temperature and pressure determines the behaviour and performance properties of friction units. To analyse the possible influence of external thermal effects on the physical and mechanical

Corresponding author: Viktor Vadymovych Tykhonovych
E-mail: tvv@imp.kiev.ua

Citation: V. V. Tykhonovych, Stability of Physical and Mechanical Properties of Wear-Resistant Ultrafine-Grained Surface Friction Layers under Extreme Conditions of Thermal Effects during Operation of Sliding Bearings, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 6: 633–654 (2026). DOI: [10.15407/mfint.48.06.0633](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0633)

© Publisher PH 'Akadempriodyka' of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

properties of the rubbing material, the samples obtained after friction tests are annealed in a vacuum of 0.01 MPa at temperatures of 620°C and 720°C for 1 hour. As established, these causes complete softening of the original metal that was deformed by friction. At the same time, the material of the friction layers retains high hardness and elasticity even after the samples have been annealed at 720°C. The maximal softening of the metal is observed at the beginning of the friction layers, where the structure is least fragmented, while the minimal softening is observed in the nanostructured material at the final part of the friction layers. As shown, during the formation of surface friction layers, the carbide phase dissolves and the metal is saturated with active chemical elements of the working environment. This enriches the grain boundaries of the surface friction layers with C and O atoms. Thermal treatment of samples after friction results in carbon atoms occupying octahedral interstitial sites of the b.c.c. iron–chromium alloy in the boundary regions of the grains of the surface friction layers, while oxygen atoms form a fine-dispersed oxide phase ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$). Their number at grain boundaries increases with the increased degree of metal fragmentation. The carbon atoms in the octahedral interstitial sites of the b.c.c. iron–chromium alloy form strong covalent bonds with the surrounding metal atoms. They reduce significantly the mobility of atoms and make the metal structure less sensitive to external thermomechanical influences. The presence of a fine-dispersed oxide phase at the grain boundaries also contributes to this one. This makes the physical and mechanical properties of the material of the surface friction layers significantly more resistant to external thermal influences compared to those of the deformed original metal.

Key words: sliding friction, wear resistance, nanostructured material, ultra-fine-grained structure, plastic deformation, surface friction layers, physical and mechanical properties, recrystallization.

Встановлено, що перехід пари тертя криця 130X17–криця 20X13 у стаціонарний режим роботи з мінімальними зносом і коефіцієнтом тертя відбувається завдяки самоорганізації на поверхнях контакту обох тіл зносостійких наддрібнодисперсних покриттів. Ці покриття складаються з якісно нового ультрадисперсного та наноструктурованого матеріалу, який може містити до 25 ат.% Оксигену та Карбону. Показано, що самоорганізовані зносостійкі покриття складаються з шарів тертя, кожен з яких є результатом окремого акту нашарування мікрооб'ємів металу на робочі поверхні тіл. Поверхневі шари тертя відрізняються від деформованого вихідного металу криць високими твердістю та пружністю. Вони перешкоджають утворенню між тілами, що труться, сильних адгезійних зв'язків і сприяють переходу системи в стаціонарний режим роботи з мінімальними коефіцієнтом тертя та зносом. Під час роботи матеріал поверхневих шарів тертя піддається інтенсивним циклічним термомеханічним впливам. Його здатність зберігати свої унікальні фізико-механічні властивості в екстремальних умовах високих температури та тиску визначає поведінку й експлуатаційні властивості вузлів тертя. Для аналізу можливого впливу зовнішніх термічних навантажень на фізичні та механічні характеристики матеріалу зон контактної взаємодії криць зразки після випробувань на тертя піддавалися відпалу у вакуумі 0,01 МПа за температур у 620°C і

720°C упродовж 1 години. Встановлено, що це викликає повне знеміцнення деформованого через тертя вихідного металу. Водночас матеріал поверхневих шарів тертя зберігає високі твердість і пружність навіть після відпалу зразків за 720°C. Максимальне знеміцнення металу спостерігається на початку шарів тертя, де структура є найменш фрагментованою, мінімальне — у наноструктурованого матеріалу кінцевої частини шарів тертя. Показано, що утворення поверхневих шарів тертя супроводжується розчиненням карбідної фази та насиченням металу активними хемічними елементами робочого середовища. Це збагачує межі зерен шарів тертя атомами С і О. Термічне оброблення зразків після тертя приводить до того, що атоми Карбону у примежових областях зерен шарів тертя займають октапори ОЦК-стопу заліза з Хромом, а атоми Оксигену утворюють дрібнодисперсну оксидну фазу $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Їхня кількість на межах зерен зростає разом зі збільшенням ступеня фрагментації металу. Атоми Карбону в октапорах ОЦК-стопу заліза з Хромом, утворюють міцні ковалентні зв'язки з навколишніми атомами металу. Вони істотно знижують рухливість атомів і роблять структуру металу менш чутливою до зовнішніх термомеханічних впливів. Присутність на межах зерен дрібнодисперсної оксидної фази теж сприяє цьому. Це робить фізико-механічні властивості матеріалу поверхневих шарів тертя значно більш стійкими щодо зовнішніх термічних впливів у порівнянні з деформованим вихідним металом.

Ключові слова: тертя ковзання, зносостійкість, наноструктурований матеріал, наддрібнодисперсна структура, пластична деформація, поверхневі шари тертя, фізико-механічні властивості, рекристалізація.

(Received 19 May, 2025; in final version, 25 August, 2025)

1. INTRODUCTION

In many cases, the efficiency of machines and process equipment depends on the characteristics of the sliding bearings used in the manufacture of these machines and equipment. They determine the technical characteristics of products, their efficiency and durability. In most cases, sliding bearings are manufactured using friction pairs made of steel and copper-based alloys, such as bronze or brass. However, they are not capable of operating under high loads in aggressive environments. Therefore, for extreme friction conditions, pairs of friction elements based on chromium steels were developed. High-chromium steels have been proven wear-resistant materials with a range of essential mechanical and special properties. The choice of chemical composition of steels was determined by the conditions of their operation [1–12]. In particular, the friction pair of steel 120Cr15 and steel 20Cr13 has demonstrated good performance. The use of it in sliding bearings of pumps for heavily loaded equipment in the energy, mining and food industries provides significant economic benefits. In this regard, further scientific research and development of technical

solutions to improve the antifriction properties of these alloys are of great importance.

Almost any load applied to the friction components is transmitted through their working surfaces. Therefore, the properties of the surface friction layers in each friction element typically determine the overall behaviour and operational characteristics of the friction unit. It has been demonstrated in works [7–11] that, under conditions of sliding friction in environments with active chemical elements, the transition of friction pairs composed of steels 130Cr17 (120Cr15) and 20Cr13 to a stationary operating mode with minimal wear and friction coefficient occurs due to the self-organization of qualitatively new, wear-resistant ultra-fine-grained coatings on the contact surfaces of both bodies. These coatings differ from the deformed original metal of the steels in their high hardness and elasticity. They localize plastic deformation processes in a thin surface layer, which prevents the formation of strong adhesive bonds between rubbing bodies and facilitates the system's transition to a stationary operating mode with a minimum coefficient of friction and wear.

During the operation of the friction unit, the material of the wear-resistant ultra-fine-grained coatings is subjected to intense cyclic thermomechanical effects. Today, there are many theoretical methods for calculating the actual temperatures and pressures, which occur during friction at the points of real contact between metal surfaces [13–17]. According to them, individual sections of the friction surfaces of the working pair consisting of steel 130Cr17 (120Cr15) and steel 20Cr13 can experience extreme conditions of high normal pressure (3 GPa), flash temperature (450°C), and relative shear rate. Therefore, the ability of the material of wear-resistant ultra-fine-grained coatings to maintain its unique physical and mechanical properties under extreme conditions of high temperature and pressure determines the behaviour and performance characteristics of friction units.

This work studies the influence of external thermal effects on the physical and mechanical properties of the material in the contact interaction area of a friction pair composed of steels 130Cr17 and 20Cr13. This will enable us to compare the resistance to external thermal effects of a qualitatively new material of wear-resistant ultra-fine-grained coatings with that of the original metal deformed by friction, and to understand how the degree of fragmentation of the structure and its saturation with impurity atoms affect the stability of the materials' physical and mechanical properties.

This study will be useful for developing the physical foundations for obtaining qualitatively new wear-resistant nanostructured and ultra-dispersed alloys on the contact surfaces of friction units, which will ensure a reduction in wear and the coefficient of friction by 2 to 3 times under extreme operating conditions.

2. RESEARCH OBJECTS AND METHODS

The object of the study was a friction contact pair consisting of steel 130Cr17 (pad) and steel 20Cr13 (disk). The metal used for the research was obtained from an open induction furnace with a capacity of 12 kg. Metal samples were collected from each smelting for chemical analysis. The carbon content was analysed through combustion in an oxygen stream, while the concentration of alloying elements was determined using an x-ray fluorescence spectrometer. The results of the chemical analysis of the steels are presented in Table 1.

The alloys under study in the cast state possess a metallic matrix predominantly characterized by an austenitic structure. As known [4], such a structure is not always optimal in terms of wear resistance and mechanical processing. There are numerous ways to alter the structure of the metal matrix in alloys through heat treatment, which can achieve the desired physical and mechanical properties. Therefore, the alloys obtained after casting were subjected to additional heat treatment. Steel 130Cr17 was subjected to heat treatment, which included the following steps: heating to 950°C (held for 2 hours), cooling to 680°C (held for 2 hours), cooling in a furnace, quenching in oil from 1020°C and subsequent tempering at 600°C for 1 hour. The heat treatment of 20Cr13 steel consisted of heating to 1020°C (held for 45 minutes), quenching in oil, and tempering at 520°C for 1 hour.

The test of the contact pair consisting of steel 130Cr17 (pad) and steel 20Cr13 (disk) under sliding-friction conditions was conducted using a standard friction machine (model 2070CMT-1). Friction between the steels according to the pad-disk scheme occurred under a normal load of $5 \cdot 10^6$ N/m² and a sliding speed of 1 m/s (Fig. 1). The ratio of the pad area to the disc area, known as the mutual overlap coefficient,

TABLE 1. The average chemical composition of steels 130Cr17 and 20Cr13 (the total concentration of other impurity atoms did not exceed 0.05 wt.%).

	Steel 130Cr17		Steel 20Cr13	
	wt. %	at. %	wt. %	at. %
Fe	80.47	75.57	86.30	84.37
Cr	17.23	17.37	12.42	13.04
Si	0.36	0.68	0.50	0.97
Mn	0.51	0.49	0.41	0.41
Ti	0.01	0.02	0.01	0.01
Cu	0.06	0.05	0.09	0.08
P	0.02	0.03	0.02	0.04
S	0.02	0.03	0.02	0.04
C	1.32	5.76	0.23	1.04

cient, is approximately $\kappa \cong 0.08$. The root-mean-square errors in measuring the weight wear of steels did not exceed $5 \cdot 10^{-6}$ g/m. The testing scheme for steels under friction conditions is illustrated in Fig. 1. Friction tests were performed in a water-air environment.

After friction testing, steel samples were subjected to heat treatment at 620°C and 720°C for one hour in a vacuum of 0.01 MPa. For this purpose, a laboratory LHTM muffle vacuum furnace was utilized. Based on the phase diagrams of Fe–Cr–C-system alloys [17, 18], the $\alpha \rightarrow \gamma$ -transformation in the metal of the steels under investigation can occur at temperatures above 780°C. Therefore, such heat treatment of steels ensured the most severe conditions of external thermal influences without phase transformations of the metals, which could have an additional effect on the physical and mechanical properties of materials.

The morphology and chemical composition of the surface friction layers were investigated with a JSM-6490LV scanning electron microscope produced by JEOL Ltd. It was additionally equipped with an INCA Energy 350 Premium energy-dispersive spectrometer featuring a silicon drift detector and an INCA Wave 500 wave-dispersive spectrometer. It also included an HKL Channel 5 EBSD electron backscatter diffraction detector, manufactured by OXFORD Instruments (UK). The studies were carried out using an accelerating voltage of 20 kV and a beam current set at 7 nA. Images of friction surfaces were obtained in secondary electron mode. The calculation of element concentrations from the obtained spectra was conducted using the matrix correction method. For this purpose, the most advanced matrix effect correction scheme, XPP, from OXFORD Instruments Analytical Ltd. was employed.

The local chemical composition of wear-resistant surface friction

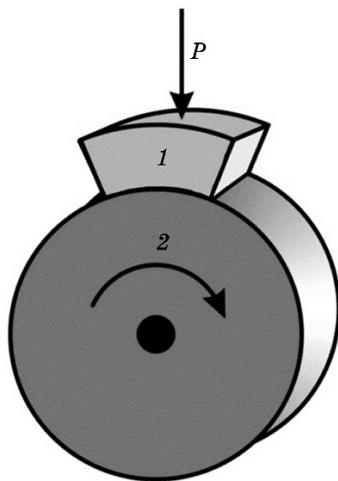


Fig. 1. The testing scheme for steels under friction conditions: 1—pad, 2—disc.

layers was further analysed using an MS-46 X-ray microprobe from CAMECA. The chemical composition was quantitatively analysed on oblique sections at specified points using a probe mode with settings of 20 kV and 13 nA. The ZOND program [19] was used to calculate concentrations and to make corrections for absorption, fluorescence, and atomic number. The total error in calculating the concentrations of metal atoms in the surface friction layers did not exceed 0.2 wt. %.

Metallographic studies were conducted using a Neophot-30 optical microscope manufactured by Carl Zeiss. Layers of nickel approximately 300 μm thick were preliminarily electrochemically deposited on the friction surfaces to protect them from potential damage during the preparation of the sections.

Transmission electron microscopy studies of the microstructure and phase composition of the surface friction layers were conducted using a JEM-200CX electron microscope (JEOL Ltd.) at an accelerating voltage of 200 kV. To prepare thin foils, which enable the study of the metal throughout the entire depth of the contact interaction zone in steels, a specially developed technique is employed, as described in detail in Ref. [20].

Rockwell hardness measurements were conducted using a UT5011 device in accordance with State Standard 9013-59 (ISO 6508-86). Microhardness measurements were performed using a PMT-3 microhardness tester in accordance with GOST 2999-75. A Vickers diamond tip was used with an indenter load of 0.5 N.

Micromechanical tests of the material in the contact interaction zones in steels were conducted using the indenter dynamic penetration method with the VMII-11 device. The technique for recording indenter penetration diagrams in coordinates of indenter load (P) and mutual approach (h) of the indenter and the sample was employed. The development of this technique is detailed in works [21–23]. The indenter and the sample approached each other at a constant speed of 1 m/s. To enable a comparison of the microhardness values calculated from the diagrams (based on the size of the diagonal of the residual plastic imprint) with the measurement data from the PMT-3 device, the maximum load applied to the indenter was set to 0.5 N in both cases. The proportion of the work of elastic deformation (A_E) in the total work of elastic–plastic deformation (A) during the penetration of the indenter was determined by the ratio of the areas under the unloading and loading curves of the indenter penetration diagrams.

3. RESULTS AND THEIR DISCUSSION

The dependences of the friction coefficient and weight wear of a contact pair consisting of 130X17 steel (pad) and 20X13 steel (disk) on the friction path are illustrated in Figs. 2 and 3.

From these figures, it is evident that the friction process of the contact pair can be conditionally divided into two stages: the running-in stage (section 1 in Fig. 2) and the stationary operation stage, character-

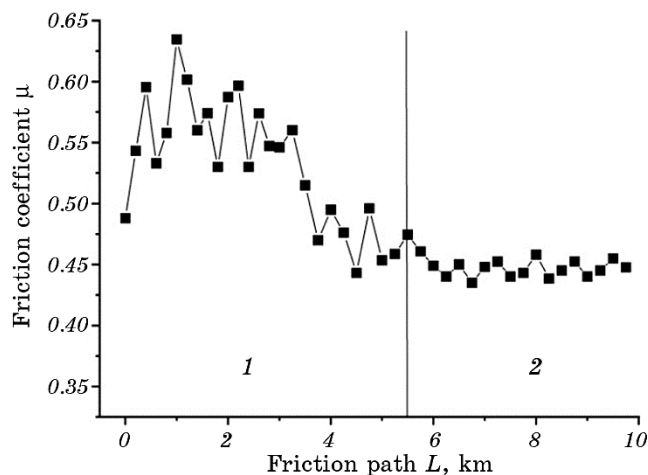


Fig. 2. Dependence of the friction coefficient on the friction path for the contact pair made of steel 130Cr17 and steel 20Cr13: 1—the stage of running-in of the friction unit, 2—the stage of stationary operation.

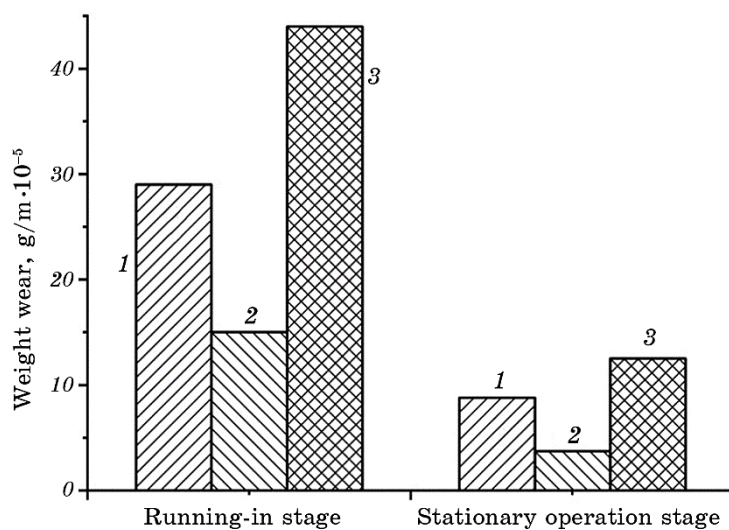


Fig. 3. Weight wear of the contact pair (steel 130Cr17 and steel 20Cr13) during the breaking-in stage and under stationary operating conditions: 1—wear of the pad (steel 130Cr17), 2—wear of the disc (steel 20Cr13), 3—total wear of the friction unit.

ized by minimal wear and a low friction coefficient (section 2 in Fig. 2).

The analysis of the dynamics of structural-phase transformations in the contact interaction zones of steels during friction indicates that the transition of the friction pair to a stationary operating mode, characterized by minimal wear and a low coefficient of friction, occurs due to the self-organization of wear-resistant coatings on the contact surfaces of both components. In this context, the amount of these coatings must be sufficient to shield completely the initial metals that were deformed during the running-in stage. Self-organized wear-resistant coatings are formed as a result of the physical and chemical processes occurring in the contact zone of the bodies during the running-in stage, and these coatings can occupy between 45% and 90% of the working surface of each rubbing body.

Figure 4 shows photographs of the structure of the contact interaction zone of steels (cross-sections) after the friction tests. The self-organized wear-resistant coatings in the photographs correspond to zone A. They are situated above the deformed original metal of the steels (zone B), have a clear boundary with it, and differ in their degree of etching. Zones C in the figure correspond to the undeformed original metal located deep within the rubbing parts.

A more detailed study of the structure of wear-resistant self-organizing coatings (zone A) was conducted on oblique sections of samples prepared at an angle of 30 degrees to the friction surface (Fig. 5). It can be observed that these coatings consist of distinct friction

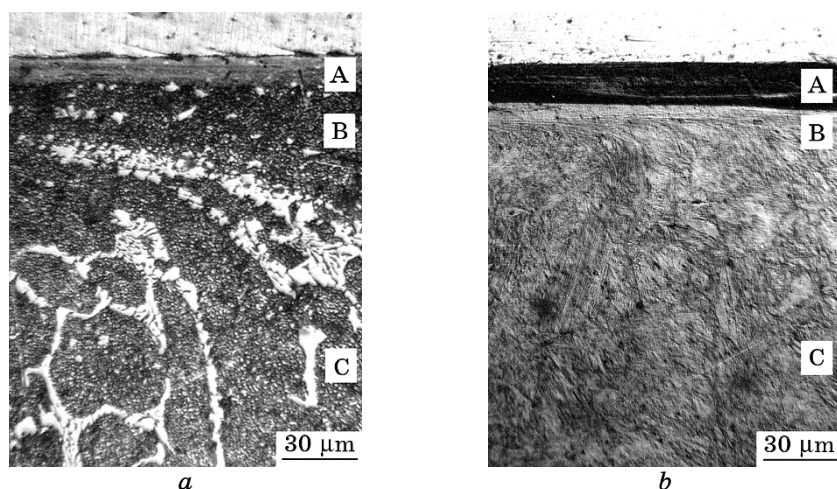


Fig. 4. The structure of the contact interaction zone of steels 130Cr17 (*a*) and 20Cr13 (*b*) after the friction test. Cross-section: A is wear-resistant self-organizing coatings, B is deformed original metal, C is undeformed original metal.

layers with a clear boundary between them, the total number of which varies along the working surface.

Studies using scanning electron microscopy of the morphology of friction surfaces confirm the previous results. Figure 6 illustrates typical areas of the working surfaces of 130Cr17 and 20Cr13 steels after the friction pair has transitioned to a stable operating mode characterized by a minimum coefficient of friction and wear. The structure of the lateral boundaries of the wear-resistant self-organizing coatings

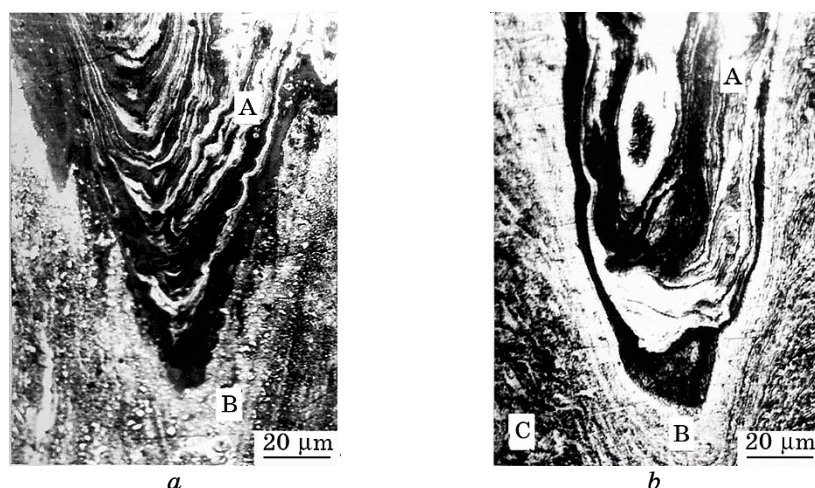


Fig. 5. The structure of the contact interaction zone of steels 130Cr17 (*a*) and 20Cr13 (*b*) after the friction test. Oblique section at an angle of 30°: A is wear-resistant self-organizing coatings, B is deformed original metal, C is undeformed original metal.

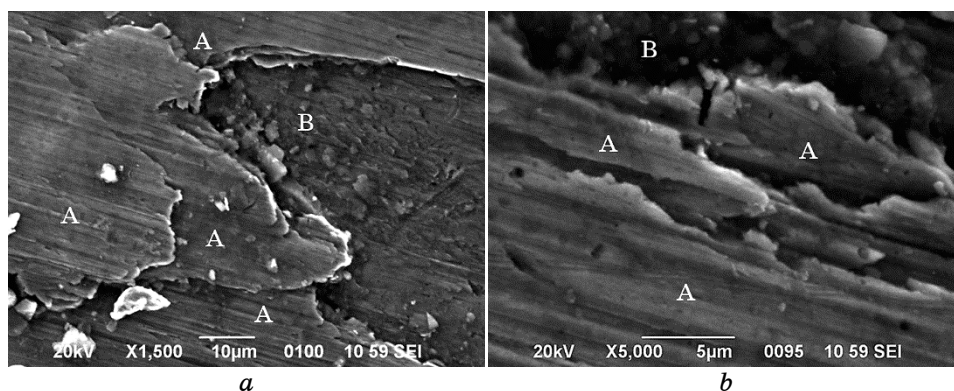


Fig. 6. The structure of the friction surfaces of steels 130Cr17 (*a*) and 20X13 (*b*): A is wear-resistant self-organizing coatings; B is deformed original metal.

(zone A, Fig. 6) indicates that they are composed of individual layers, resulting from the multiple layering of metal microvolumes on the friction surfaces. Analysis of the cross-sectional structure of the contact interaction zone of steels during friction indicates that each friction layer of self-organizing wear-resistant coatings results from a separate act of layering metal microvolumes on the friction surfaces. These metal microvolumes are formed through the adhesive interaction of contacting bodies during the running-in stage of the friction units.

The data presented above clearly indicate that the physical and mechanical properties of wear-resistant self-organizing coatings have a significant impact on the tribological characteristics of friction units. However, for the successful operation of friction units, it is equally important that these coatings retain their unique properties under long-term cyclic thermomechanical loads experienced during operation. Therefore, to analyse the potential influence of external thermal effects on the material properties in the contact interaction zones of steels, samples tested under friction were annealed in a vacuum of 0.01 MPa at temperatures of 620°C and 720°C.

Each of the friction layers in the self-organizing wear-resistant coatings is created from a distinct process of metal layering on the working surfaces of the components. As one moves along the individual friction layers in the direction of metal layering, there are significant changes in the mechanical properties, microstructure, and chemical and phase composition of the material [7–9]. Therefore, to understand the mechanism of the potential influence of external thermal effects on the physical and mechanical characteristics of self-organizing wear-resistant coatings, it is crucial to conduct a comprehensive study of the material in the individual friction layers. This study should focus on how heat treatment affects the chemical and phase composition, microstructure, and mechanical properties of various regions within these layers.

Research findings presented in works [7–11] indicate that the nature of structural–phase transformations in the contact interaction zones of both friction pair components largely coincides. To streamline our discussion and avoid unnecessary repetition, we will henceforth focus on the processes taking place in the friction layers of steel 130Cr17.

After conducting friction tests on the contact pairs both before and after annealing the samples, we performed micromechanical tests and local x-ray spectral analysis on the materials in the contact interaction zones of the steels. Using the Vickers diamond tip of the PMT-3 device, we marked various areas of the oblique sections of the friction layers and the original metal. Subsequently, local x-ray spectral analysis and micromechanical testing of the material were conducted in the speci-

fied areas. Therefore, the mechanical properties and chemical composition of the material in the friction layers (zone A), the deformed original metal (zone B), and the undeformed original metal (zone C) of the steels were analysed in the same locations.

Table 2 presents the average mechanical characteristics of the various parts of the friction layers (zone A), along with the deformed (zone B) and undeformed (zone C) original metal of 130Cr17 steel. The measurements were conducted immediately after the friction tests of the contact pair and the subsequent annealing of the samples at tempera-

TABLE 2. Average values of mechanical characteristics for the friction layers (zone A), along with the deformed (zone B) and undeformed (zone C) initial metal of 130Cr17 steel, following the testing of the friction pair consisting of 130Cr17 steel and 20Cr13 steel in a water–air environment. The measurements were conducted immediately after the friction tests of the contact pair and the subsequent annealing of the samples at temperatures of 620°C and 720°C for duration of 1 hour.

	Zone C	Zone B	Zone A. Friction layer		
			beginning	middle	end
Immediately after the friction tests of the contact pair					
H_d^m , GPa	3.7	5.5	6.5	8.4	10.2
H_d^c , GPa	3.6	5.5	6.6	8.3	10.1
H_h , GPa	3.2	4.6	5.5	6.5	7.7
$H_d^c - H_h$, GPa	0.4	0.9	1.1	1.8	2.4
A_{el}/A	0.09	0.12	0.16	0.24	0.29
A_{pl}/A	0.91	0.88	0.84	0.76	0.71
After the friction tests of the contact pair and the subsequent annealing of the samples at temperature of 620°C for a duration of 1 hour					
H_d^m , GPa	3.4	3.6	5.1	7.4	9.5
H_d^c , GPa	3.5	3.6	5.2	7.3	9.6
H_h , GPa	3.2	3.2	4.4	5.9	7.4
$H_d^c - H_h$, GPa	0.3	0.4	0.8	1.4	2.2
A_{el}/A	0.08	0.09	0.11	0.20	0.28
A_{pl}/A	0.92	0.81	0.89	0.80	0.72
After the friction tests of the contact pair and the subsequent annealing of the samples at temperature of 720°C for a duration of 1 hour					
H_d^m , GPa	3.3	3.4	3.7	7.0	9.4
H_d^c , GPa	3.3	3.3	3.6	7.0	9.3
H_h , GPa	3.0	3.0	3.2	5.7	7.1
$H_d^c - H_h$, GPa	0.3	0.3	0.4	1.3	2.2
A_{el}/A	0.08	0.08	0.09	0.19	0.28
A_{pl}/A	0.92	0.92	0.91	0.81	0.72

tures of 620°C and 720°C for duration of 1 hour.

The data presented in this table were obtained by averaging measurements collected from five different friction layers. The correlation between the microhardness values determined by the diagonal size of the residual plastic imprint (H_d^c), as derived from the dynamic penetration diagrams of the indenter, and the microhardness measurements obtained with the PMT-3 device (H_d^m) corroborates the validity of the micromechanical tests conducted on the metal.

Micromechanical tests of the materials in the contact interaction zones of the steels (Table 2) indicate that heat treatment of the samples following friction tests results in complete softening of both the undeformed and friction-deformed original metal (Fig. 4, zones B and C). Meanwhile, the material of the friction layers, from which self-organizing wear-resistant coatings are formed (Fig. 4, zone A), retains high hardness and elasticity. The data presented in the table reveal that the influence of external thermal effects on the mechanical properties of the friction layer material depends on both the annealing temperature and the degree of fragmentation of the metal structure. Maximum softening of the material is observed at the beginning of the friction layers. In these regions, there is a significant dependence of the mechanical properties on the annealing temperature. Increasing of the annealing temperature of the samples from 620°C to 720°C leads to complete nearly the softening of the material at the onset of friction layers.

The chemical composition of the friction pair was analysed using localized x-ray spectroscopy. Table 2 presents the average chemical composition of the various parts of the friction layers (zone A), along with the deformed (zone B) and undeformed (zone C) original metal of 130Cr17 steel. The measurements were conducted immediately after the friction tests of the contact pair and the subsequent annealing of the samples at temperatures of 620°C and 720°C for duration of 1 hour. The values of the chemical composition for the friction layers were obtained by averaging measurements taken from five different layers. As the annealing temperature had virtually no impact on the chemical composition of the friction layers, the table includes data for only one instance of heat treatment to prevent repetition.

Analysis of the data presented in the table indicates that the annealing of samples after friction tests has a negligible effect on the chemical composition of the metal across the entire depth of the contact interaction zones of the steels. A significant distinguishing feature of the chemical composition of the friction layers is the presence of a substantial number of oxygen atoms within them.

The intensive plastic deformation of microvolumes of metal during the formation of friction layers results in the saturation of their ultra-dispersed structure with oxygen atoms from the working environ-

ment, due to the thermomechanical breakdown of water molecules at the contact points of microprotrusions. When traversing individual friction layers in the direction of metal layering, the concentration of oxygen in the material can vary from 1 at.% to 21 at.%. As the number of oxygen atoms in the friction-layer material increases, the impact of heat treatment on its hardness and elasticity diminishes (see Tables 2 and 3).

Electron transmission microscopy was employed to investigate the effect of heat treatment on the microstructure and phase composition of the material in surface friction layers. Utilizing this technique, a

TABLE 3. Average values of the chemical composition for the friction layers (zone A), as well as for the deformed (zone B) and undeformed (zone C) initial metal of 130Cr17 steel, following the testing of the friction pair consisting of 130Cr17 steel and 20Cr13 steel in a water–air environment. The measurements were conducted immediately after the friction tests and the subsequent annealing of the samples at a temperature of 620°C for duration of 1 hour.

Chemical composition, at. %	Zone C	Zone B	Zone A. Friction layer		
			beginning	middle	end
Immediately after the friction tests of the contact pair					
Fe	78.07	76.56	75.62	69.17	63.76
Cr	15.62	16.70	15.75	14.71	13.87
Si	0.66	0.69	0.73	0.68	0.63
Mn	0.50	0.47	0.46	0.43	0.39
Ti	0.02	0.01	0.01	0.01	0.01
Cu	0.04	0.05	0.06	0.05	0.04
P	0.03	0.03	0.02	0.02	0.02
S	0.03	0.02	0.03	0.02	0.01
O	0.00	0.00	2.81	10.69	16.95
C	5.03	5.47	4.51	4.22	4.32
After the friction tests of the contact pair and the subsequent annealing of the samples at temperature of 620°C for a duration of 1 hour					
Fe	78.34	76.87	75.36	68.77	63.58
Cr	15.51	16.52	15.82	14.90	14.03
Si	0.68	0.66	0.77	0.70	0.61
Mn	0.46	0.49	0.44	0.46	0.36
Ti	0.02	0.02	0.01	0.01	0.01
Cu	0.06	0.04	0.07	0.05	0.05
P	0.03	0.02	0.02	0.02	0.01
S	0.02	0.02	0.02	0.03	0.01
O	0.00	0.00	2.92	10.75	17.06
C	5.08	5.36	4.57	4.31	4.28

detailed analysis of the microstructure and phase composition of the friction layers in the working pair of steel 130Cr17 and steel 20Cr13 was conducted after friction tests without subsequent annealing of the samples [8]. It has been demonstrated [8] that the fragmentation level of the structure in different parts of individual friction layers is not constant. This level can vary significantly when transitioning between adjacent layers. Less fragmented friction layers are entirely composed of an ultrafine crystalline structure formed by spatially disoriented grains with a body-centred cubic (b.c.c.) iron crystal lattice. The grains' size of these layers varies smoothly in the direction of the layering of metallic microvolumes on the friction surfaces: from 160 nm to 20 nm. As the degree of fragmentation of the structure increases, the azimuthal splitting of iron reflections in microdiffraction patterns also increases, indicating a greater spatial disorientation of the grains. The grain boundaries of friction layers are predominantly composed of dislocation clusters and exhibit a spatially extended morphology. With an increase in the degree of structural fragmentation and spatial disorientation of its grains, the volume fraction of boundary regions increases significantly. More fragmented friction layers differ from their predecessors primarily in that their final part consists of nanostructured crystalline–amorphous material with a grain size ranging from 2 to 8 nm. The crystalline–amorphous nanostructure has a well-defined boundary with the ultrafine material.

In the microdiffraction patterns of friction layers from self-organizing wear-resistant coatings, reflections corresponding to body-centred cubic (b.c.c.) iron, as well as reflections from Me₇C₃-type carbides, are observed. However, the number of reflections from the carbide phase gradually decreases as ones move along each layer in the direction of friction. This indicates that the intense plastic deformation of metal microvolumes during their layering on the friction surface leads to the dissolution of the carbide phase. This is confirmed by the data from Auger electron spectroscopy obtained from the grain boundaries of the surface friction layers and the original metal of 130Cr17 steel [9]. The shape of the carbon Auger electron peak suggests that the carbon atoms at the grain boundaries of the friction layers predominantly exist in a solid solution, whereas in the original metal, the carbon atoms at the grain boundaries are primarily present in the carbide phase. The dissolution of the carbide phase during intense plastic deformation of iron is further corroborated by data from publications [24, 25].

As one moves along each of the friction layers toward the layering of metal microvolumes on the working surfaces, reflections from ultrafine Fe₂O₃-type oxides are also observed in the microdiffraction patterns. In the initial sections of the friction layers, these reflections are nearly absent. Ultradispersed Fe₂O₃ oxides emerge during the final

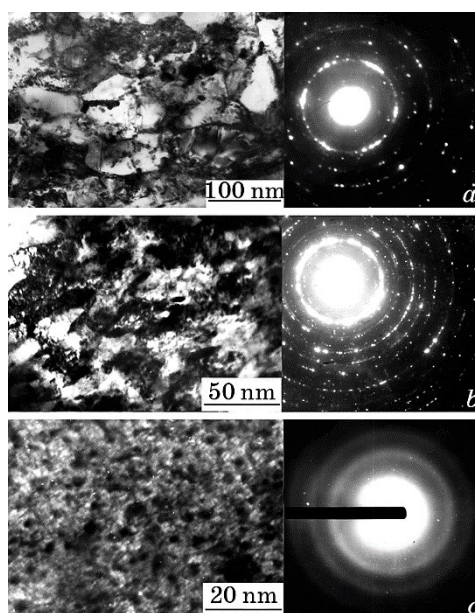


Fig. 7. Microstructures and electron diffraction patterns of different sections of the friction layer of 130Cr17 steel located along the direction of friction in the sequence $a \rightarrow b \rightarrow c$. Section 'a' corresponds to the beginning of the friction layer, while section 'c' corresponds to the end.

stage of metal microvolume layering, which corresponds to the middle and final sections of the friction layers.

The microstructure and electron diffraction patterns of the initial, middle, and final parts of one of the friction layers of 130Cr17 steel are presented in Fig. 7. The studies were conducted following friction tests of the contact pair, without any subsequent annealing.

Electron-microscopic studies indicate that heat treatment of samples conducted after friction tests significantly affects only the microstructure of the initial region of the friction layers, which exhibits the least fragmented structure. Therefore, future describing of the investigations will concentrate on the structural transformations occurring in these sections of the friction layers.

Figure 8 illustrates the microstructure and electron diffraction pattern of the initial section of the friction layer of 130Cr17 steel, obtained after friction testing of the contact pair and subsequent heat treatment of the tested samples at 720°C for one hour.

It is evident that the heat treatment of samples subjected to friction tests results in a modification of the microstructure in the initial region of the friction layers. This modification is significantly influenced by the annealing temperature. In regions of the friction layers

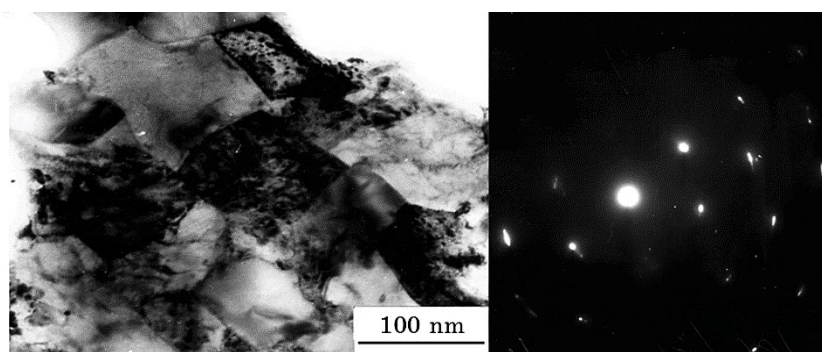


Fig. 8. Microstructure and electron diffraction pattern of the initial section of the friction layer of 130Cr17 steel obtained after friction testing of the contact pair comprising 130Cr17 steel and 20Cr13 steel and subsequent heat treatment of the tested samples at 720°C for one hour.

exhibiting the least fragmented microstructure, the process of primary recrystallization occurs intensely during the heat treatment of samples at 720°C. In the deformed material, new undistorted crystals are formed that grow in size through the absorption of grains that have been distorted by deformation. During the heat treatment of samples at 620°C, the structural changes observed in the regions of the friction layers with the least fragmented structures are not so significant. In this case, the recrystallization rate is slower. Although the grain boundaries exhibit a more regular shape, their spatial disorientation remains evident.

The microstructure of the more fragmented regions in the middle and end sections of the friction layers remains largely unchanged following the annealing of friction-tested samples. However, there is a noticeable increase in the number of reflections from ultra-dispersed oxides, such as Fe_2O_3 , as observed in the electron diffraction patterns.

Thus, the data presented above indicate that each friction layer within the self-organizing wear-resistant coatings results from a distinct process of metal layering on the working surface of the components. The layering of metal microvolumes on the friction surface results in the dissolution of the carbide phase and the saturation of the metal with oxygen from the working environment. In works [8, 9], it was demonstrated that the majority of oxygen and carbon atoms in the friction layers are located within structurally disorganized grain boundary regions as a solid solution. In contrast, the carbon atoms at the grain boundaries of the original metal exist in the carbide phase. It was found in Ref. [9] that carbon atoms in the friction layers occupy two distinct positions within the crystal structure. The first position corresponds to the octahedral interstitial sites of the body-centred cu-

bic (b.c.c.) iron–chromium alloy, while the second position involves an atomic cluster of Fe–O–C, which exhibits an octahedral geometry with oxygen at the centre and two iron atoms at the vertices substituted by carbon atoms. Atomic clusters of Fe–O–C form at the grain boundaries of friction layers due to intense high-speed plastic deformation of metal microvolumes layered on the friction surfaces. They are metastable and, upon annealing of the samples, undergo disintegration, resulting in the formation of a finely dispersed oxide phase (α -Fe₂O₃) and the transition of carbon atoms into octahedral interstitial sites of the body-centred cubic (b.c.c.) iron–chromium alloy.

Zone calculations [9, 25] regarding the influence of impurity atoms on the electronic structure and interatomic bonding reveal that carbon atoms located in the octahedral interstitial sites of body-centred cubic (b.c.c.) iron–chromium alloys establish strong covalent bonds with the surrounding metal atoms. They significantly impede atomic mobility, thereby preventing any structural transformations within the metal. Conversely, regions of reduced electron density are formed between the metastable Fe–O–C atomic clusters and the surrounding metal atoms. Consequently, the limited participation of valence electrons in bond formation between the clusters atoms and the surrounding metal atoms leads to the relatively easy breakage of these bonds when grains shift along the boundaries. This destabilizes the structure and may contribute to the formation of dynamic systems at grain boundaries, which can plasticize the metal, when layered on friction surfaces.

The results of the presented studies elucidate the physical mechanisms underlying the differing reactions to external thermal effects in deformed during the running-in stage metal, as well as in the qualitatively new material of the friction layers. Additionally, these studies facilitate an understanding of how the fragmentation of the structure of surface friction layers affects the stabilization of the materials' physical and mechanical properties in response to external thermal influences.

During the initial stage of friction, plastic deformation of the surface layers of steels disrupts the carbide network of the eutectic component in 130Cr17 steel, resulting in the fragmentation and dispersion of its constituents (see Fig. 4, zone B). In this case, fragmentation of the structure of both steels occurs with minimal spatial disorientation of their grains [8]. At this stage of the friction process, the plastic deformation of the metal does not induce the dissolution of the carbide phase or the saturation of the metal with active chemical elements from the working environment, specifically oxygen atoms. The grain boundaries of the deformed original metal exhibit a relatively regular shape and contain a minor amount of impurity atoms that do not significantly affect the physical and mechanical properties of the material.

Intensive plastic deformation of microvolumes of metal during its layering process on friction surfaces results in significant fragmentation of the structure and spatial disorientation of its grains. In this case, grain boundaries are formed by dislocation clusters and have an extended spatial shape. During the formation of surface friction layers, the carbide phase dissolves, and the metal becomes saturated with active chemical elements from the working environment. This enriches the grain boundaries of the friction layers with carbon (C) and oxygen (O) atoms. These atoms are located in three positions within the crystal structure: Fe–O–C atomic clusters, a fine-dispersed oxide phase (Fe_2O_3), and the octahedral interstitial sites of body-centred cubic (b.c.c.) iron–chromium alloys. It was noted earlier that Fe–O–C atomic clusters are metastable. Annealing of the samples after friction leads to their decomposition, causing carbon atoms to transition into octahedral interstitial sites and resulting in the formation of an oxide phase by oxygen atoms. Therefore, heat treatment of samples after friction results in carbon atoms in the boundary regions of grains being located solely in the octahedral interstitial sites of the b.c.c. iron–chromium alloy, while oxygen atoms form an exclusively finely dispersed oxide phase, $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. Their amount at the grain boundaries increases with the degree of fragmentation of the metal structure as ones move along the friction layers in the direction of metal layering. Carbon atoms located in the octahedral interstitial sites of body-centred cubic (b.c.c.) iron–chromium alloys form strong covalent bonds with the surrounding metal atoms. They significantly reduce atomic mobility and enhance the metal-structure resistance to external thermal influences. The presence of a finely dispersed oxide phase at the grain boundaries also contributes to this effect. This alters the physical and mechanical properties of the friction layer material, significantly enhancing its resistance to external thermal influences in comparison to the deformed original metal. In this case, the influence of heat treatment on the strength and elastic characteristics of the metal diminishes as the degree of fragmentation in the structure of the friction-layer material increases (Table 2).

4. CONCLUSIONS

The transition of the friction pair to a stationary operating mode, characterized by minimal wear and a low coefficient of friction, occurs as a result of the self-organization of wear-resistant coatings on the contact surfaces of both components. The quantity of these coatings must be sufficient to shield entirely the original metals that were deformed during the running-in stage. These coatings are composed of a novel ultradispersed and nanostructured material containing up to 25 at.% of oxygen and carbon.

The self-organized wear-resistant coatings consist of distinct friction layers. Each friction layer is formed as a result of a separate act of layering metallic microprotrusions on the friction surfaces. These microprotrusions arise from adhesive interactions between the bodies during the running-in phase of friction. Friction layers differ from the deformed original metal of steels in terms of their high hardness and elasticity. They prevent the formation of strong adhesive bonds between the rubbing bodies, facilitating the transition of the system to a stationary operating mode with a minimum coefficient of friction and wear.

During the operation of sliding bearings, the material of the surface friction layers is subject to intense cyclic thermomechanical effects. Therefore, its ability to retain its unique physical and mechanical properties under extreme conditions of high temperature and pressure determines the behaviour and performance properties of friction units. To analyse the potential influence of external thermal effects on the materials' physical and mechanical properties of the contact interaction zones of steels, samples obtained after friction tests were annealed in a vacuum at 0.01 MPa and at temperatures of 620°C and 720°C during 1 hour. This process resulted in the complete softening of the original metals that were deformed during the running-in stage. Meanwhile, the material of the friction layers maintained high hardness and elasticity, even after annealing at 720°C.

The resistance of the physical and mechanical properties of the surface friction layers to external thermal influences is determined by both the annealing temperature and the degree of material fragmentation. Maximum softening of the metal occurs at the onset of the friction layers, where the microstructure is least fragmented. In contrast, minimal softening is observed in the nanostructured material located at the final section of the friction layers.

The layering of microvolumes of metal on the friction surface induces intensive plastic deformation, leading to significant fragmentation of the microstructure and spatial disorientation of the grains. This explains why the grain boundaries within the surface-friction layers are formed by dislocation clusters and exhibit a spatially extended morphology. During the formation of these layers, the carbide phase dissolves, and the metal becomes saturated with oxygen (O) atoms, which are active chemical elements from the working environment. Consequently, the grain boundaries of the surface friction layers become enriched with carbon (C) and oxygen (O) atoms. Heat treatment of samples following friction results in carbon atoms located solely in the octahedral interstitial sites at the grain boundaries of the surface friction layers in the b.c.c. iron–chromium alloy, while oxygen atoms at these grain boundaries form an exclusively fine-dispersed oxide phase $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$. The concentration of these elements at the grain bound-

aries increases with the degree of fragmentation of the metallic structure as one moves along the friction layers in the direction of metal layering. Carbon atoms located in the octahedral interstitial sites of body-centred cubic (b.c.c.) iron–chromium alloys form strong covalent bonds with the surrounding metal atoms. They significantly reduce atomic mobility and enhance the metal structure's resistance to external thermal influences. The presence of a finely dispersed oxide phase at the grain boundaries also contributes to this effect. This makes the physical and mechanical properties of the surface friction layers material significantly more resistant to external thermal influences compared to the deformed original metal.

The ability of wear-resistant ultra-fine-grained coatings to maintain high hardness and elasticity under extreme friction conditions in sliding bearings localizes plastic deformation processes to a thin surface layer. This reduces the likelihood of strong adhesive bonds forming between rubbing bodies and facilitates the system transition to a steady-state operating mode with minimal friction and wear.

REFERENCES

1. T. S. Skoblo and N. M. Mozharova, *Liteynoe Proizvodstvo*, **4**, No. 1: 2 (2008) (in Russian).
2. Yu. S. Bobro, M. F. Baranov, and O. I. Kovalenko, *Physicochemical Mechanics of Materials*, **4**, No. 1: 112 (1975) (in Russian).
3. V. A. Ignatov, V. K. Solenyy, V. L. Zhuk, and A. I. Tuyakhov, *Metall i Lit'e Ukrainy*, **10**, No. 11: 31 (2001) (in Russian).
4. V. P. Gavrilyuk, V. I. Tikhonovich, I. A. Shalevskaya, and Yu. I. Gut'ko, *Abrazivostoykie Vysokokhromistyie Chuguny* [Abrasion-Resistant High-Chromium Cast Irons] (Lugansk: Noulidzh: 2010) (in Russian).
5. E. V. Rozhkova, V. V. Rumyantsev, O. M. Romanov, and A. V. Treshchalin, *Metallurgiya Mashinostroeniya*, **1**, No. 4: 19 (2002) (in Russian).
6. B. A. Kirievskiy, L. G. Smolyakova, and T. K. Izyumova, *Litye Iznosostoykie Materialy* [Cast Wear-Resistant Materials] (Kiev: IPL AN USSR: 1978), p. 45 (in Russian).
7. V. V. Tykhonovych, O. M. Grypachevskyi, and V. G. Novytskyi, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **43**, No. 7: 853 (2021) (in Ukrainian).
8. V. V. Tykhonovych, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **44**, No. 12: 1595 (2022) (in Ukrainian).
9. V. V. Tykhonovych, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **45**, No. 1: 15 (2023) (in Ukrainian).
10. V. V. Tykhonovych, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 9: 1231 (2019) (in Russian).
11. V. V. Gors'ky, O. M. Grypachevsky, V. V. Tykhonovych, and V. M. Uvarov, *Usp. Fiz. Met.*, **4**, No. 4: 271 (2003) (in Russian).
12. J. R. Baber, *J. Mechanical Eng. Sci.*, **9**: 93 (1967).
13. A. V. Chichinadze, *Rashchet i Issledovanie Vneshnego Treniya pri Tormozhenii* [Calculation and Study of External Friction during Braking] (Moskva: Nauka:

- 1967) (in Russian).
14. V. A. Lyashko and M. M. Potemkin, *Trenie i Iznos*, **16**, No. 2: 238 (1995) (in Russian).
 15. N. H. Cooc and B. Bhushan, *Trans. ASME*, **95**, No. 1: 59 (1973).
 16. B. Bhushan, *Introduction to Tribology* (John Wiley and Sons: 2013).
 17. O. A. Bannykh, P. B. Budberg, and S. P. Alisova, *Diagrammy Sostoyaniya Dvoynykh i Mnogokomponentnykh Sistem na Osnove Zheleza* [Phase Diagrams of Binary and Multicomponent Iron-Based Systems] (Moskva: Metallurgiya: 1986) (in Russian).
 18. A. M. Zakharov, *Diagrammy Sostoyaniya Dvoynykh i Troynykh Sistem* [Phase Diagrams of Binary and Ternary Systems] (Moskva: Metallurgiya: 1990) (in Russian).
 19. N. S. Tsikunov, V. A. Batyrev, A. N. Gripachevskiy, O. N. Razumov, and V. V. Tikhonovich, *Paket Programm dlya Obrabotki Rezul'tatov Kolichestvennogo Rentgenospektral'nogo Mikroanaliza Metodom ZAF na Mini-EVM* [Software Package for Processing the Results of Quantitative X-Ray Spectral Microanalysis Using the ZAF Method on a Mini-Computer] (Kiev: Institute for Metal Physics: 1981) (in Russian).
 20. V. V. Nemoshkalenko, V. V. Gorskiy, V. V. Tikhonovich, and I. A. Yakubtsov, *Metallofizika*, **6**, No. 6: 93 (1984) (in Russian).
 21. S. I. Bulychiev, V. P. Alekhin, and A. P. Ternovskiy, *FiKhOM*, **2**: 58 (1976) (in Russian).
 22. M. Kh. Shorshorov, S. I. Bulychiev, and V. P. Alekhin, *Metodicheskie Rekomendatsii po Issledovaniyu Fiziko-Mekhanicheskikh Svoystv Materialov Nepreryvnym Vdavlivaniem Nakonechnika* [Guidelines for the Study of Physical and Mechanical Properties of Materials by Continuous Tip Indentation] (Moskva: IMET AN SSSR: 1980) (in Russian).
 23. V. A. Galanov, O. N. Grigor'ev, and Yu. V. Mil'man, *Problemy Prochnosti*, **11**: 93 (1983) (in Russian).
 24. V. V. Nemoshkalenko, V. V. Tikhonovich, V. V. Gorskiy, L. M. Sheludchenko, and A. I. Kovalev, *Metallofizika*, **15**, No. 4: 45 (1993) (in Russian).
 25. V. V. Tykhonovych, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **43**, No. 1: 59 (2021) (in Ukrainian).

PACS numbers: 05.70.Ce, 61.43.Dq, 62.20.Qp, 62.80.+f, 64.70.pe, 81.40.Ef, 81.70.Bt

The Effect of Ultrasonic Treatment on the Thermal Stability and Micromechanical Properties of the Amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ Alloy

T. Tsaregradska, I. Ovsienko, A. Kuryliuk, I. Plyushchay,
V. Kozachenko, G. Saenko, and O. Turkov

*Taras Shevchenko National University of Kyiv,
60, Volodymyrs'ka Str.,
UA-01033 Kyiv, Ukraine*

The processes of phase formation in an amorphous cobalt-based $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy under the influence of ultrasonic treatment are investigated. The amorphous alloy is obtained by the method of quenching from the melt with a cooling rate of 10^6 K/s in the form of a tape with a thickness of 25 μm and a width of 20 mm. Ultrasonic treatment of samples is carried out in an ultrasonic bath with a maximum ultrasound power of 120 W at a frequency of 44 kHz that allows creating an ultrasound load of 32 W/cm². The microhardness of the amorphous alloy is determined by the Vickers method. The characteristics of the thermal stability of amorphous alloys such as the temperature of the beginning of intensive crystallization, as well as the temperature of complete crystallization and the crystallization interval, are studied using highly sensitive dilatometric technique. The structure of the amorphous alloy is also analysed using electron microscopy. As found, ultrasonic treatment of the initial alloy leads to strengthening of the amorphous alloy, as evidenced by an increase in microhardness by 33%. Under the influence of ultrasonic treatment, the temperature interval of thermal stability of the initial alloy decreases, the temperature of the onset of intensive crystallization decreases by 10–85 K depending on the time of ultrasonic

Corresponding author: Iryna Volodymyrivna Ovsienko
E-mail: irvriaovsienko@knu.ua

Citation: T. Tsaregradskaya, I. Ovsienko, A. Kuryliuk, I. Plyushchay, V. Kozachenko, G. Saenko, and O. Turkov, The Effect of Ultrasonic Treatment on the Thermal Stability and Micromechanical Properties of the Amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ Alloy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **48**, No. 6: 655–667 (2026). DOI: [10.15407/mfint.48.06.0655](https://doi.org/10.15407/mfint.48.06.0655)

© Publisher PH 'Akadempriodyka' of the NAS of Ukraine, 2026. This is an open access article under the CC BY-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0>)

treatment. The obtained results indicate the formation of an amorphous–crystalline state in the initial amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy under the influence of ultrasonic treatment, which is explained by the creation of thermodynamic conditions for the growth of frozen-in crystallization centres.

Key words: amorphous alloy, ultrasonic treatment, nanocrystalline state, thermal stability, microhardness.

В роботі досліджено процеси фазоутворення в аморфному стопі на основі кобальту $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ за дії ультразвукового оброблення. Вихідний аморфний стоп було одержано методом гартування з розтопу зі швидкістю охолодження у 10^6 К/с у вигляді стрічки товщиною у 25 мкм і шириною у 20 мм. Оброблення аморфного стопу ультразвуком проводили в ультразвуковій ванні з максимальною потужністю у 120 Вт на частоті у 44 кГц, що дало змогу створити ультразвукове навантаження у 32 Вт/см^2 . Мікротвердість стопу вимірювали за методом Віккерса. Характеристики термостабільності аморфного стопу досліджували за допомогою високочутливої дилатометричної методики. Структуру аморфного стопу також аналізували за допомогою електронної мікроскопії. Виявлено, що ультразвукове оброблення вихідного стопу приводить до зміцнення аморфного стопу, про що свідчить збільшення мікротвердості на 33%. Під дією ультразвукового оброблення зменшується температурний інтервал термічної стабільності вихідного стопу, температура початку інтенсивної кристалізації зменшується на 10–85 К в залежності від часу ультразвукового оброблення. Одержані результати вказують на формування у вихідному аморфному стопі $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ аморфно-кристалічного стану під впливом ультразвукового оброблення, що пояснено створенням термодинамічних умов для росту в заморожених центрів кристалізації.

Ключові слова: аморфний стоп, ультразвукове оброблення, нанокристалічний стан, термічна стабільність, мікротвердість.

(Received 12 November, 2025; in final version, 3 February, 2026)

1. INTRODUCTION

Due to their wide range of applications in many industries, including the military, aerospace, biomedicine and microelectronics, multicomponent amorphous alloys based on cobalt are promising functional materials. Researchers are attracted to amorphous alloys due to their unique chemical and physical properties, such as high fatigue strength, crack resistance, and corrosion resistance. Additionally, these alloys are soft magnetic materials with almost zero magnetostriction [1–3]. However, the widespread use of amorphous alloys is significantly limited by their low thermal stability. When heated to a certain temperature, amorphous metal alloys transform into a more stable crystalline state and lose their unique amorphous properties.

Therefore, one of the directions of research on amorphous alloys is to establish the influence of external factors, such as thermal annealing, radioactive irradiation, mechanical loads, external magnetic and electric fields, on the thermal stability of alloys in the amorphous state. Another important task is to study the thermodynamic conditions for the transition of a metal alloy from an amorphous state to an amorphous-nanocrystalline state. This transition would give the metal alloy new, unique properties due to the interaction between the amorphous matrix and the nanocrystalline structures. These two tasks are often combined into one. At the first stage of crystallisation, a large number of nanocrystalline structures appear in the amorphous matrix. Therefore, it is necessary to establish the thermodynamic prerequisites under which the volume of these nanocrystalline nuclei will not increase. This ensures that the alloy remains in a stable amorphous-nanocrystalline state [4].

One method of converting an amorphous alloy into an amorphous-nanocrystalline state is to process mechanically the alloy, causing intense plastic deformation [5, 6]. Intense plastic deformation of an amorphous alloy can produce a nanocrystalline structure, even when this is not possible using traditional methods such as thermal annealing [7]. The formation of nanosize crystals under shear deformation was first discovered in the amorphous $\text{Fe}_{81}\text{Si}_7\text{B}_{12}$ alloy by the authors in the work [8]. In Ref. [9], it is shown that nanocrystals with sizes up to 15 nm are formed under the action of deformation shear in the amorphous alloy $\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$, and the number of crystals formed is directly proportional to the degree of deformation. Deformational crystallisation under shear at pressure has also been observed in amorphous ribbons based on aluminium [10–12], titanium and zirconium [13, 14]. Similar processes of nanocrystalline-state formation were observed in amorphous alloys based on iron [15–17], molybdenum [18, 19], nickel [20], with zirconium and niobium [21] during their processing in a high-energy ball mill.

One of the effective methods of mechanical action on amorphous alloys is to subject them to powerful ultrasonic waves. Ultrasonic treatment of amorphous alloys is a more technological and controlled process compared to treatment in high-energy ball mills or in a Bridgman chamber to create shear deformation [22–24]. Studies have shown that powerful ultrasound creates internal compressive stresses, contributing to the formation of a stable nanocrystalline state in an amorphous metal. As found in the work [25], ultrasonic treatment causes structural changes in the amorphous alloy $\text{Fe}_{73.6}\text{Si}_{15.8}\text{B}_{7.2}\text{Cu}_{1.0}\text{Nb}_{2.4}$ due to the formation of uniformly distributed nanocrystals.

The aim of presented research is to determine the effect of sonication on the thermal stability and micromechanical properties of amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy.

2. EXPERIMENTAL DETAILS

The multicomponent amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy has been chosen for studying of crystallization process under ultra sonic treatment. The amorphous alloy has been obtained by the method of quenching from the melt with a cooling rate of 10^6 K/s in the form of a tape with a thickness of 25 μm and a width of 20 mm. To ensure relaxation of mechanical stresses existing in amorphous alloys obtained by the spinning method, the studied samples were previously aged under normal conditions for 5 years.

Ultrasonic treatment of samples was carried out in an ultrasonic bath with a maximum ultrasound power of 120 W at a frequency of 44 kHz, which allowed creating an ultrasound load of 32 W/cm². The ultrasonic bath was filled with distilled water, after which samples of the amorphous alloy were placed in it. The samples were kept under ultrasonic loading for a certain time, after which they were removed from the bath. Ultrasonic treatment of amorphous alloys was carried out at room temperature, which is significantly lower than the relaxation temperature of amorphous alloys.

The microhardness of the amorphous alloy was determined by the Vickers method: a diamond pyramid with a load of 50 g was pressed into the material under study and the diagonal of the resulting imprint was measured. Microhardness H_V was defined as

$$H_V = \frac{1854P}{d^2} \text{ N/mm}^2, \quad (1)$$

where P is a load in newtons, d is the length of the diagonal of the imprint in millimetres.

Microhardness measurements were made in air at room temperature. The indenter was pressed on the shiny side of the amorphous ribbon, which was not in contact with the rotating drum during its acquisition. The microhardness measurement error did not exceed 5%.

The characteristics of the thermal stability of amorphous alloys such as the temperature of the beginning of intensive crystallization, as well as the temperature of complete crystallization and the crystallization interval has been studied using highly sensitive dilatometric technique [26]. The dilatometric method is based on the fact that the molar volumes of alloys differ between their amorphous and crystalline states. The difference in molar volume between the amorphous and crystalline states is 1–3%. Measurements of the samples' length were performed within a temperature range of 290–940 K. The samples of source amorphous alloy and amorphous alloy after ultrasonic treatment were heated at a constant speed of 10 K/min. The length of the samples was measured every 5 K.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3.1. Effect of Ultrasonic Treatment on the Microhardness of Amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ Alloy

Microhardness studies were conducted on the initial amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy and the same alloy subjected to ultrasonic treatment at a frequency of 44 kHz and a power of 32 W/cm², to establish the effect of ultrasonic treatment.

The microhardness values, as well as the relative change in the microhardness of the amorphous alloy sample after ultrasonic treatment depending on the treatment time, are given in Table 1. The time dependence of the relative change in the microhardness of the amorphous alloy is also given in Fig. 1.

As can be seen in Fig. 1 and Table 1, changes in microhardness do not exceed the measurement error (*i.e.*, 5%), if the ultrasonic treatment time does not exceed 90 s. As the ultrasonic treatment time increases, the microhardness also increases. At treatment times of up to 1500 s, the relative increase in microhardness is more than 30%. However, if the treatment time exceeds 1500 s, the increase in microhardness is inhibited and it reaches saturation.

Let us analyse the physical reasons for the change in microhardness under the influence of ultrasonic treatment. Microhardness, as well as other micromechanical properties of amorphous alloys, depends on the chemical composition of the amorphous matrix, the presence of frozen crystallization centres in it, and internal mechanical stresses. Microhardness of amorphous alloys increases significantly when crystalline phases form in amorphous alloys. This effect is especially noticeable in the presence of borides and silicides in the structure of the amorphous

TABLE 1. Microhardness H_V and relative change in the microhardness $(H_V - H_{V0})/H_{V0}$ of the amorphous alloy sample after ultrasonic treatment depending on the treatment time t .

Ultrasonic treatment time t , s	H_V , Pa	$(H_V - H_{V0})/H_{V0}$, %
Source sample	727	—
90	745	2.5
180	782	7.6
280	794	9.0
480	818	12.5
1440	950	31.0
2880	960	32.0
3360	966	33.0

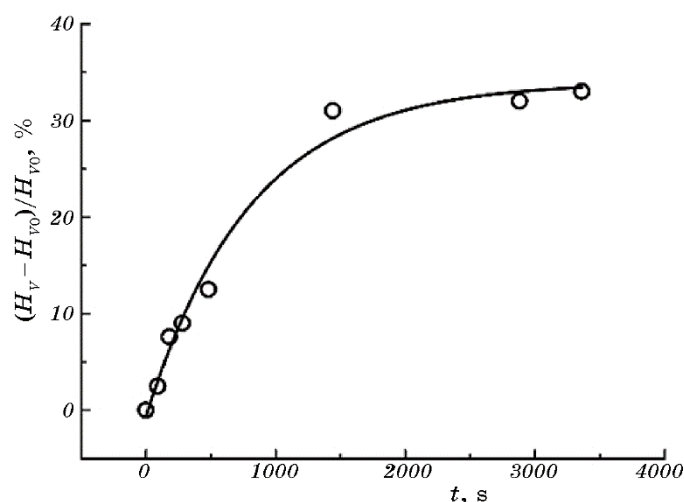


Fig. 1. The time dependence of the relative change in the microhardness of the amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy.

alloy. In general, the hardness of the nanostructured state is higher than that of an amorphous similar composition.

Ultrasonic treatment of amorphous alloy leads to an increase in the diffusion mobility of atoms and enhances the phenomenon of internal friction. In addition, ultrasound causes internal heating of the amorphous alloy due to the absorption of energy in the process of internal friction, which also stimulates the acceleration of diffusion. These processes accelerate the structural relaxation of the amorphous alloy and stimulate its nanocrystallization, which occurs due to atomic displacements during intense plastic deformation.

3.2. Effect of Ultrasonic Treatment on the Thermal Stability of Amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ Alloy

Figure 2 shows the experimentally obtained temperature dependences of the relative change in molar volume for the initial amorphous alloy and for the amorphous alloy after ultrasonic treatment at a frequency of 44 kHz at a power of 32 W/cm² for 3360 s.

As can be seen in Fig. 2, ultrasonic treatment of the initial $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy for 3360 s leads to a significant (by 85 K) shift of the temperature of the onset of intensive crystallization towards low temperatures. At the same time, the temperature interval, in which complete crystallization of the ultrasonically treated amorphous alloy occurs, expands to 75 K compared to the initial amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy, for which this interval is of 65 K. Similar tem-

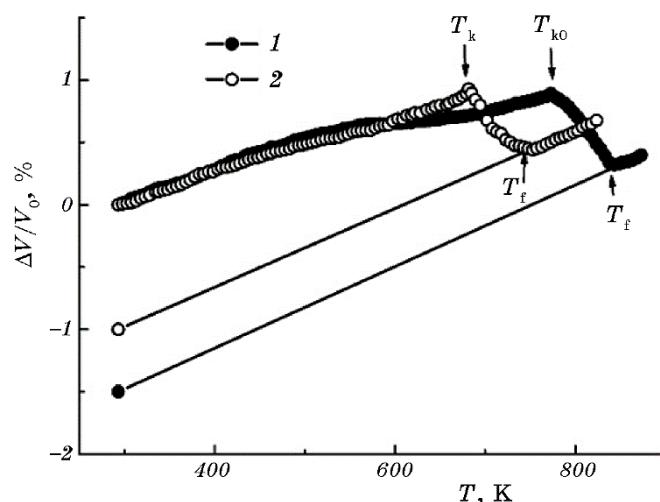


Fig. 2. The temperature dependence of the relative change in molar volume for the initial (1) and subjected to ultrasonic treatment for 3360 s (2) amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy.

TABLE 2. Thermal stability parameters of the source and ultrasonically treated amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy: ultrasonic treatment time t , temperature of onset (T_k) and complete (T_f) of crystallization, interval ΔT_k , by which the temperature of the onset of intensive crystallization decreases, and interval of full crystallization ΔT_{cr} after ultrasonic treatment ΔT_k .

t , s	T_k , K	$\Delta T_k = T_k - T_{k0}$, K	T_f , K	$\Delta T_{cr} = T_f - T_k$, K
Source alloy	$T_{k0} = 773$	—	838	65
180	773	0	847	74
280	768	–5	843	75
480	753	–20	833	80
1440	723	–50	813	90
2880	703	–70	798	95
3360	680	–85	755	75

perature dependences of the relative change in volume were obtained for the amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy after ultrasonic treatment within the interval from 180 s to 2880 s. The measurement results are given in Table 2.

As can be seen from Table 2, short ultrasonic treatment times do not affect the temperature at which intensive crystallisation begins (temperature changes are within the margin of error). However, increasing the ultrasonic treatment time causes a decrease in the temperature, at

which intensive crystallisation begins.

Figure 3 presents the dependence of the temperature interval $\Delta T_k = T_k - T_{k0}$, by which the temperature of the onset of intensive crystallization for amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy decreases, on the time of ultrasonic treatment.

As can be seen in Fig. 3, the dependence of the temperature interval ΔT_k , by which the temperature of the onset of intensive crystallization of amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy decreases, on the ultrasonic treatment time is close to being linearly. In addition, as can be seen in Table 2, the temperature interval at which the amorphous alloy completely crystallises increases slightly with increasing ultrasonic treatment time.

Let us analyse the obtained results. As well known, the highest frequency of crystalline phase nucleation during the rapid cooling of a melt occurs, when its temperature reaches $0.7T_m$. At this temperature, the heterogeneous system 'amorphous matrix-frozen crystallisation centres' is formed. However, for an alloy to be considered amorphous, the crystalline phase fraction in the system should not exceed 10^{-6} . The system 'amorphous matrix-frozen crystallisation centres' is in thermodynamic equilibrium, when the difference in chemical potentials of the i -th phase in the liquid ($\Delta\mu_{i0}^\alpha$) and crystalline ($\Delta\mu_{i0}^\beta$) states is zero:

$$\Delta\mu_{i0}^{\alpha-\beta} = \Delta\mu_{i0}^\alpha - \Delta\mu_{i0}^\beta = 0. \quad (2)$$

In the system 'amorphous matrix-frozen crystallization centres'

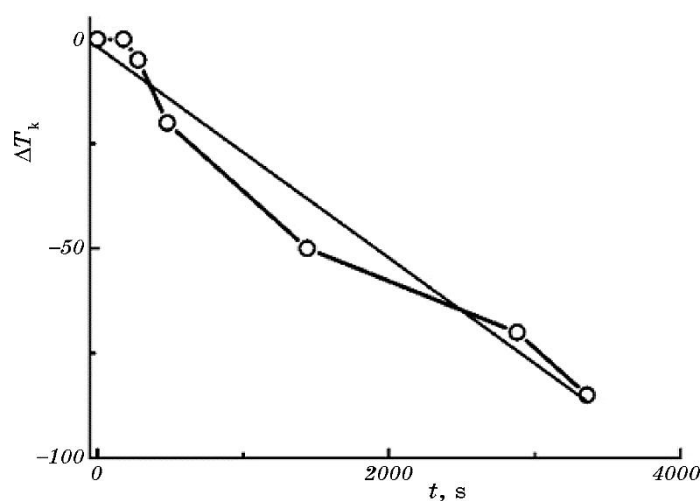


Fig. 3. The dependence of the temperature interval $\Delta T_k = T_k - T_{k0}$, by which the temperature of the onset of intensive crystallization of amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy decreases, on the time of ultrasonic treatment.

elastic stresses are always present due to the difference in volume between the amorphous and crystalline phases. Ultrasonic treatment of an amorphous alloy results in additional elastic deformations occurring at the interface between the crystalline and amorphous phases. These deformations lead to reduction of the difference in chemical potentials of the i -th component $\Delta\mu_i^{\alpha-\beta}$ in the liquid and crystalline phases, compared to a state without elastic deformations:

$$\Delta\mu_i^{\alpha-\beta} = -(P_\beta V_\beta - P_\alpha V_\alpha) + \Delta\mu_{i0}^{\alpha-\beta}, \quad (3)$$

where $P_{\alpha,\beta}$ is the respective pressure in α - and β -phases at the α - β interface, and $V_{\alpha,\beta}$ is the respective molar volume of α - and β -phases.

In the work [27], an expression for the difference in chemical potentials of the i -th component in the α - and β -phases has been obtained in the spherical crystal nucleus approximation, taking into account the influence of elastic deformations on the interface of the α - and β -phases:

$$\Delta\mu_i^{\alpha-\beta} = -\frac{\chi_T^\alpha V_\beta + \chi_T^\beta V_\alpha}{\chi_T^\alpha + \chi_T^\beta} \frac{2\sigma}{r_{0P}} - \frac{(V_\beta - V_\alpha)(\bar{V}_i^\beta - \bar{V}_i^\alpha)}{(\chi_T^\alpha + \chi_T^\beta)\bar{V}} \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_{0P}} \right)^3 \right] + \Delta\mu_{i0}^{\alpha-\beta}(T), \quad (4)$$

$$\Delta\mu_{i0}^{\alpha-\beta} = \frac{\Delta H_{0i}(T_{Pi} - T)}{T} + RT \ln \frac{\alpha_i^\alpha(C_i^\alpha, T)}{\alpha_i^\beta(C_i^\beta, T)},$$

where χ_T^α and χ_T^β are the isothermal compressibility coefficients, and $\bar{V}_i^\alpha$, $\bar{V}_i^\beta$ are the partial molar volumes for the α - and β -phases, respectively, α_i^α and α_i^β are the activities, and C_i^α , C_i^β are the concentrations of i -th component for the α - and β -phases, respectively, σ is the specific surface energy, r_0 and r_{0P} are the radii of spherical crystal nuclei in the absence of pressure at the interface between the liquid and crystal phases and in presence of it, ΔH_{0i} and T_{Pi} are the enthalpy of fusion and the melting point, respectively, of the i -th component.

These equations were used to construct the dependence of the difference in chemical potentials of the i -th component in the liquid and crystalline phases on the supercooling value, which is shown in Fig. 4 [27].

As well known, the difference in chemical potentials of the i -th component in the amorphous and crystalline states decreases monotonically with increasing temperature. As mentioned above, at $T = 0.7T_m$, it becomes zero, representing thermodynamic equilibrium in the ‘amorphous matrix–frozen-in crystallisation centres’ system. However, in the temperature range below the temperature $0.7T_m$, the dependence $\Delta\mu(T)$ deviates from monotonic type. In this range, local minima and maxima in dependence $\Delta\mu(T)$ as well as a change in sign of $\Delta\mu$ are observed.

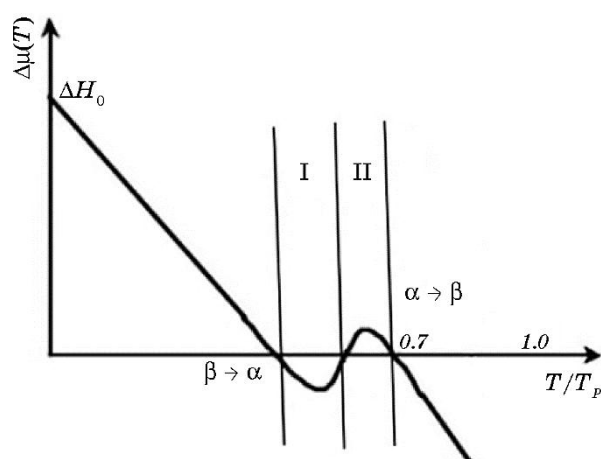


Fig. 4. The calculated dependence of the difference in chemical potentials of the i -th component in the liquid and crystalline phases on the supercooling value [27].

Let us take a closer look at these temperature ranges. In temperature interval I, the dissolution of nuclei of the crystalline phase that have already formed occurs due to the process of upward diffusion, which is caused by the difference in the chemical potential of the i -th component in the amorphous and crystalline phases [28]. In temperature region II, where $\Delta\mu$ is positive, frozen crystallisation centres form without their volume growing any further. Note that this complex form of temperature dependence chemical potential difference is caused by significant mechanical stresses in the amorphous matrix resulting from the different molar volumes of the i -th component in the liquid and crystalline phases, which are enhanced by ultrasonic treatment of the alloy.

Ultrasonic treatment of the initial alloy for a significant time causes local heating and an increase in the alloy's temperature. As a result, the 'amorphous matrix–frozen-in crystallisation centres' system transitions from temperature interval I, where dissolution of the crystalline phase nuclei occurs due to upward diffusion ($\Delta\mu(T) < 0$), to temperature region II ($\Delta\mu(T) > 0$), in which a significant number of nanosize crystalline phase nuclei form without increasing in size.

This conclusion is confirmed by data from electron-microscopy studies of the structure of the source and ultrasonically treated alloys (Fig. 5).

As can be seen in Fig. 5, before ultrasonic treatment, there are a few large crystal nuclei in the amorphous matrix. After ultrasonic treatment, a significant number of small crystallisation centres appear and are distributed evenly throughout the matrix. The formation of a

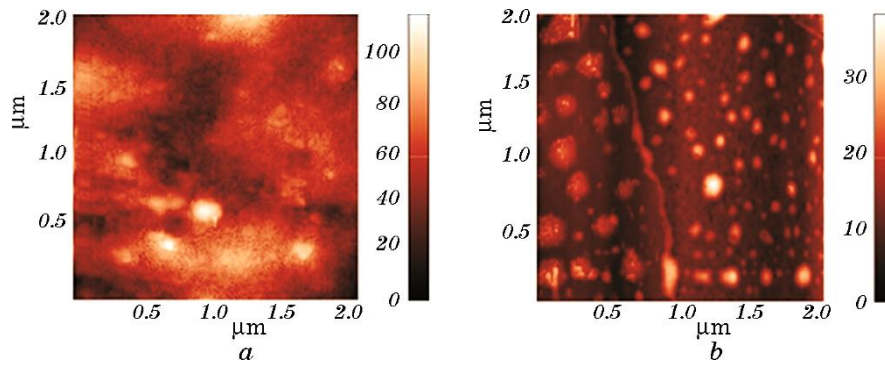


Fig. 5. Electron-microscopy images of the $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy before (a) and after (b) ultrasonic treatment.

large number of nanosize crystals following the ultrasonic treatment of an amorphous alloy is responsible for the increase in microhardness of treated alloy. Therefore, ultrasonic treatment of an amorphous alloy can be considered as a method of obtaining an amorphous-nanocrystalline state due to the controlled growth of frozen-in crystallization centres in an amorphous alloy.

4. CONCLUSION

Experimental studies have shown that ultrasonic treatment leads to changes in the micromechanical properties and thermal stability parameters of an amorphous alloy. Experimental studies have shown that ultrasonic treatment leads to changes in the micromechanical properties and thermal stability parameters of an amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy. Ultrasonic treatment strengthens the amorphous alloy as evidenced by an increase in its Vickers microhardness between 8% and 33%, depending on the treatment time.

The thermal stability of the amorphous alloy decreases under the influence of ultrasonic treatment. The temperature at which intensive crystallization begins decreases by 0.6–11% depending on the treatment time, while the temperature range at which complete crystallization of the amorphous alloy occurs slightly increases with increasing ultrasonic treatment time.

In addition, it has been experimentally established that temperature interval ΔT_k , by which the temperature of the onset of intensive crystallization of amorphous $\text{Co}_{67}\text{Fe}_3\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ alloy decreases, is directly proportional to the time of ultrasonic treatment of the source alloy.

Electron-microscopy studies of the structure of the original and ultrasonically treated amorphous alloy confirm the formation of an amorphous-nanocrystalline state in the alloy as a result of ultrasonic

treatment.

So, ultrasonic treatment creates the thermodynamic conditions necessary for a controlled increase in the number of frozen crystallisation centres in the amorphous matrix and, consequently, for the alloy, to transition from amorphous state to amorphous–nanocrystalline one.

AUTHORS' CONTRIBUTIONS

T. Tsaregradska: conceptualization, data curation, formal analysis, writing original draft. **I. Ovsienko**: literature review, writing original draft, review and editing. **A. Kuryliuk**: investigation, formal analysis. **I. Plyushchay**: formal analysis, validation. **V. Kozachenko**: investigation. **G. Saenko**: investigation, formal analysis. **O. Turkov**: investigation. All authors approved the final version of the manuscript.

REFERENCES

1. H. Jiang, T. Shang, H. Xian, B. Sun, Q. Zhang, Q. Yu, H. Bai, L. Gu, and W. Wang, *Small Structures*, **2**, Iss. 2: 2000057 (2021).
2. Z. Feng, H. Geng, Yu. Zhuang, and P. Li, *Inorganics*, **12**, Iss. 9: 232 (2024).
3. P. Rani, V. Kurichenko, E. Gürbüz, B. Sanyal, B. Hjörvarsson, and G. Andersson, *Phys. Rev. B*, **108**: 134412 (2023).
4. F. C. Li, T. Liu, J. Y. Zhang, S. Shuang, Q. Wang, A. D. Wang, J. G. Wang, and Y. Yang, *Mater. Today Advances*, **4**: 100027 (2019).
5. S. Chen, J. Wang, L. Xia, and Yu. Wu, *Entropy*, **21**, Iss. 1: 54 (2019).
6. K. Csach, J. Miškuf, and A. Juriková, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **200**: 082002 (2010).
7. H. J. Jin, F. Zhou, L. B. Wang, and K. Lu, *Scripta Mater.*, **44**, Iss. 7: 1083 (2001).
8. M. O. Vasyliev, V. K. Nosenko, I. V. Zagorulko, and S. M. Voloshko, *Progress in Physics of Metals*, **21**, No. 3: 319 (2020).
9. G. E. Abrosimova, A. S. Aronin, S. V. Dobatkin, I. I. Zver'kova, D. V. Matveev, and O. G. Rybchenko, *Phys. Metals Metallography*, **106**: 597 (2008).
10. Zs. Kovács, P. Henits, A. P. Zhilyaev, and A. Révész, *Scripta Mater.*, **54**, Iss. 10: 1733 (2006).
11. N. Boucharat, R. Hebert, H. Rösner, R. Valiev, and G. Wilde, *Scripta Mater.*, **53**, Iss. 7: 823 (2005).
12. N. Boucharat, R. J. Hebert, H. Rösner, and G. Wilde, *Solid State Phenomena*, **114**: 123 (2006).
13. M. Tao, A. Chokshi, R. Conner, G. Ravichandran, and W. Johnson, *J. Mater. Research*, **25**: 1137 (2010).
14. D. Stryż, J. Palka, Z. Lekston, and G. Dercz, *Mater. Sci. Forum*, **738–739**: 501 (2013).
15. C. Zhang, Z. Zhang, Z. Qi, Y. Qi, J. Zhang, and X. Bian, *J. Non-Cryst. Solids*, **354**, Iss. 32: 3812 (2008).
16. T. Gheiratmand, H. R. M. Hosseini, P. Davami, G. Ababei, and M. Song, *Metall. Mater. Trans. A*, **46**: 2718 (2015).
17. J.-J. Kim, Y. Choi, S. Suresh, and A. S. Argon, *Science*, **295**, No. 5555: 654

- (2002).
18. F. Q. Guo and K. Lu, *Metall. Mater. Trans. A*, **28**: 1123 (1997).
19. B. Yao, S.-E. Liu, L. Liu, L. Si, W.-H. Su, and Y. Li. *J. Appl. Phys.*, **90**: 1650 (2001).
20. G. J. Fan, M. X. Quan, Z. Q. Hu, W. Löser, and J. Eckert. *J. Mater. Research*, **14**: 3765 (1999).
21. M. L. Trudeau, R. Schulz, D. Dussault, and A. Van Neste, *Phys. Rev. Lett.*, **64**: 99 (1990).
22. B. N. Mordyuk and G. I. Prokopenko. *J. Sound Vibration*, **308**, Iss. 3–5: 855 (2007).
23. H. Chen, Y. He, G. J. Shiflet, and S. J. Poon, *Nature*, **367**: 541 (1994).
24. W. H. Jiang and M. Atzmon, *Acta Mater.*, **51**, Iss. 14: 4095 (2003).
25. M. A. Vasilev, V. A. Tinkov, Ju. N. Petrov, S. M. Voloshko, G. G. Galstjan, V. T. Cherepin, and A. S. Khodakovskij, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **35**, No. 5: 667 (2013) (in Russian).
26. V. I. Lysov, T. L. Tsaregradskaya, O. V. Turkov, and G. V. Saenko, *J. Phys. Studies*, **15**: 2704 (2011).
27. V. I. Lysov, T. L. Tsaregradskaya, A. M. Kurylyuk, O. V. Turkov, and G. V. Saenko, *J. Phys. Studies*, **22**: 3702 (2018) (in Ukrainian).
28. V. I. Lysov, T. L. Tsaregradskaya, G. V. Saenko, and O. V. Turkov, *Bull. Kyiv Nat. Univ. Phys. Math. Sci.*, No. 2: 259 (2015) (in Ukrainian).