

ISSN 2222-5617

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

*Вісник*  
*Харківського*  
*Національного*  
*Університету*  
*імені В. Н. Каразіна*

---

---

**Серія “Фізика”**

Випуск 35

Серія започаткована 1998 р.

Харків 2021

УДК 530.1/539.8

Вісник містить статті, присвячені сучасному стану теоретичних та експериментальних досліджень у галузі фізики. Видання призначене для науковців, викладачів, аспірантів та студентів фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів та наукових установ.

Видання є фаховим у галузі фіз.-мат. наук (104 Фізика та астрономія) наказ МОН України № 409 від 17.03.2020.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол № 5 від 30 червня 2022 р.)

### **Головний редактор**

**Вовк Р.В.** - член-кор. НАН України, академік ТАНУ, доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Заступник головного редактора

Пойда В.П. - доктор тех. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Відповідальний секретар

Коршак В.Ф. - канд. фіз. - мат. наук, доцент, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Технічний редактор

Лебедев С.В. - канд. фіз. - мат. наук, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

### **Редакційна колегія**

Бойко Ю.І. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Гуревич Ю.Г. - доктор фіз. - мат. наук, професор, Дослідницький центр, Мексика

Зиман З.З. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Лазоренко О.В. - доктор фіз. - мат. наук, доцент, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Пархоменко О.О. - доктор фіз. - мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Петченко О.М. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ МГ ім. О.М. Бекетова МОН України

Портной М.Ю. - доктор фізики, професор, університет Ексетеру, Великобританія

Рошко С.М. - доктор фізики, професор, Лондонський центр нанотехнологій, Великобританія

Соколенко В.І. - доктор фіз. - мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Хронеос Олександр - доктор фізики, професор, Імперіал коледж, Великобританія

Фегер Олександр - доктор фіз. - мат. наук, професор, інститут фізики університету імені Шафарика, Кошице, Словачія

Федоров П.М. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Шкловський В.А. - доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Шкурагов Ю.Г. - член-кор. НАН України, доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Ямпольський В.О. - член-кор. НАН України, доктор фіз. - мат. наук, професор, ХНУ імені В.Н. Каразіна, Україна

Адреса редакції:

Україна, 61022, Харків, майдан Свободи, 4, Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, фізичний факультет, 057-707-53-83, physics.journal@karazin.ua  
Статті пройшли внутрішнє та зовнішнє рецензування.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ № 21573-11473Р від 20.08.2015

© Харківський національний університет  
імені В.Н. Каразіна, оформлення, 2022

ISSN 2222-5617

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

*The journal of V.N. Karazin*

*Kharkiv*

*National*

*University*

---

---

**Series “Physics”**

**Volume 35**

The series has started 1998 p.

Kharkiv 2021

UDC 530.1/539.8

Bulletin contains articles on the current state of theoretical and experimental research in the field of physics. The publication is intended for researchers, teachers and students of physical specialties of higher education and research institutions.

The publication is a professional Edition in the field of physics and mathematics science (104 Physics and astronomy) ordered MES of Ukraine № 409 from 17.03.2020.

Approved for publication by the decision of the Academic Council of Kharkiv Karazin National University. (Minutes № 5 dated Juny 30, 2022 p.)

#### **Editor-in-Chief**

**Vovk R.V.** - Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Academic TAU, Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Deputy Editor-in-Chief

Poida V.P. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Assistant Editor

Korshak V.F. – Ph.D., Assoc. Prof. , V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Technical Editor

Lebediev S.V. – Ph.D., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

#### **Editorial Board**

Boiko Yu.I. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Gurevich Yu.G. - Dr. Sci., Prof., Center for Research and Advanced, Mexico

Zyman Z.Z. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Lazorenko O.V. - Dr. Sci., Assoc. Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Parhomenko O.O. - Dr. Sci., Prof., NSC "Kharkov Institute of Physics & Technology", Ukraine

Petchenko O.M. - Dr. Sci., Prof., O.M.Beketov National University of Urban Economy, Ukraine

Portnoi M. Yu. - Dr. Sci., Prof., University of Exeter, UK

Rozhko S.M. - Dr. Sci., Prof., London Centre for Nanotechnology, UK

Chroneos A. - Dr. Sci., Prof., Imperial Colledge, UK

Feher A. - Dr. Sci., Prof., , Pavol Jozef Šafárik University in Košice, Kosice, Slovakia

Fedorov P.M. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Shklovskij V. A. - Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Shkuratov J.G.- Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Sokolenko V.I. - Dr. Sci., Senior Researcher, NSC KIPT, Ukraine

Yampol'skii V. A. - Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Dr. Sci., Prof., V.N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Editorial address:

Svobody Sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine, V.N. Karazin Kharkiv National University, Department of Physics, 057-707-53-83, [physics.journal@karazin.ua](mailto:physics.journal@karazin.ua)

All articles reviewed.

Certificate of registration KB number 21573-11473P on 20.08.2015

© V.N. Karazin Kharkiv National University,  
design, 2022

## Content

<i>V.P. Poyda, D.E. Milaya, A.V. Poyda, S.I. Petrushenko</i> Morphology of fibrous structures formed in the course of superplastic deformation of the 01420T alloy with the original bimodal grain structure	7
<i>T.V. Medintseva, K.E. Nemchenko, T.G. Vikhtinskaya</i> The influence of phonon boundary scattering on the thermal conductivity of a two-dimensional noninteractive phonon system of nanosized structures	17
<i>O.G. Turutanov, V.Yu. Lyakhno, A.P. Boichenko, A.P. Shapovalov, A.A. Kalenyuk, I.A. Martynenko</i> Cooled ferromagnetic shield as a part hybrid system for isolation of a flux qubit from electromagnetic environment	24
<i>A.M. Grib</i> Emission from Josephson junctions with Gaussian distribution of critical currents	29
<i>S.M. Kovalchuk, A.Yu. Boyarintsev</i> Increasing the uniformity of characteristics of a plastic scintillator by reducing its internal stresses	36

## Зміст

<i>В.П. Пойда, Д.Є. Мила, А.В. Пойда, С.І. Петрушенко</i> Морфологія волокнистих структур, що утворилися в ході надпластичної деформації сплаву 01420Т із вихідною бімодальною зерновою структурою	7
<i>Т.В. Мединцева, К.Е. Немченко, Т.Г. Віхтинська</i> Вплив фононного граничного розсіювання на теплопровідність двовимірної неінтерактивної фононної системи нанорозмірних структур	17
<i>О.Г. Турутанов, В.Ю. Ляхно, А.П. Бойченко, А.П. Шаповалов, О.А. Каленюк, І.О. Мартиненко</i> Охолоджуваний феромагнітний екран як частина гібридної системи ізоляції надпровідникового потокового кубіту від електромагнітного оточення	24
<i>О.М. Гриб</i> Емісія джозефсонівських контактів із гаусовим розподілом критичних струмів	29
<i>С.М. Ковальчук, А.Ю. Бояринцев</i> Підвищення рівномірності характеристик пластмасового сцинтилятора за рахунок зменшення внутрішніх напружень	36

PACS: 62.20.Fe, 62.20.Hg

UDC: 539.374+669.715

## Морфологія волокнистих структур, що утворилися в ході надпластичної деформації сплаву 01420Т із вихідною бімодальною зерною структурою

В.П. Пойда<sup>1</sup>, Д.Є. Мила<sup>2, 1</sup>, А.В. Пойда<sup>2</sup>, С.І. Петрушенко<sup>1</sup>

*volodymyr.poyda@karazin.ua*

<sup>1</sup>Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Україна, 61022, м. Харків, пл. Свободи, 4

<sup>2</sup>Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України Україна, 61002, м. Харків, вул. Чернишевська, 28, а/с 8812

ORCID: [0000-0001-7970-7145](https://orcid.org/0000-0001-7970-7145), [0000-0003-2919-741X](https://orcid.org/0000-0003-2919-741X), [0000-0002-0558-5939](https://orcid.org/0000-0002-0558-5939), [0000-0002-7727-9527](https://orcid.org/0000-0002-7727-9527)

DOI: 10.26565/2222-5617-2021-35-01

Вивчена морфологія волокнистих структур, які утворилися в робочих частинах зразків сплаву 01420Т із вихідною бімодальною зерною структурою, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах надпластичної деформації при температурі  $T = 520^\circ\text{C}$ , напруженні плинину  $\sigma = 4,5$  МПа. Максимальне видовження зразків, продеформованих до зруйнування  $\delta$  складає 670%. Висунуто передбачення щодо конкретного вигляду волокнистих структур, які були виявлені в зразках дослідженого сплаву 01420Т, вірогідно залежить від об'єму метастабільної рідко-твердої фази, яка була зосереджена у вигляді включень на деяких границях зерен і здійснювала в'язкий плин у ході надпластичної деформації, її зсувної в'язкості, характеристик її поверхневого натягу, ступеню динамічного окислення розплаву та кінетики розвитку цього процесу. Остаточний вигляд волокон та їх форма, вірогідно, залежить не лише від характеру в'язкого плинину рідко-твердого матеріалу, але й від процесу його кристалізації під час охолодження зразка на повітрі до кімнатної температури після завершення механічних випробувань. Встановлено що за зовнішнім виглядом усі волокнисті структури, які були виявлені в робочих частинах зразків, умовно можна поділити на такі: циліндричні волокна; конусоподібні волокна; циліндричні волокна, на яких є потовщення або ж одне чи кілька краплеподібних утворень; стрічкоподібні волокна; волокна, які мають вид сталактитів або сталагмітів. Розглянуті причини утворення тріщин на стрічкоподібних волокнах. Передбачено що вони утворилися внаслідок релаксації внутрішніх напружень, які не в повній мірі були зведені до мінімуму в ході рекристалізації, що здійснювалась під час охолодження зразка. Розглянуті причини утворення крапель на волокнах. Висунуто передбачення щодо волокнистих структур, схожі на сталактити та сталагміти, утворилися з в'язкого матеріалу, який у ході надпластичної деформації в результаті проходження кристалізації, що здійснювалась у локальних мікрооб'ємах волокон, поступово перетворювався з рідко-твердого у твердо-рідкий. Це приводило до того, що в закристалізованому мікрооб'ємі цього волокна в'язкий однорідний плин матеріалу вірогідно перетворився в локалізований плин, який характерний для пластичного плинину, що здійснюється у результаті переміщення дислокацій у твердій фазі, і приводить до утворення волокон-сталагмітів.

**Ключові слова:** надпластична деформація, бімодальна структура, границі зерен, пористість, волокнисті структури.

## Morphology of fibrous structures formed in the course of superplastic deformation of the 01420T alloy with the original bimodal grain structure

V.P. Poyda<sup>1</sup>, D.E. Milaya<sup>2, 1</sup>, A.V. Poyda<sup>2</sup>, S.I. Petrushenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>V.N. Karazin Kharkov National University, Svoboda square, 4, Kharkov, Ukraine, 61022

<sup>2</sup>National Scientific Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology" NAS of Ukraine Academichna street, 1, Kharkov, Ukraine, 61108

The morphology of the fibrous structures formed in the working parts of the 01420T alloy samples with the initial bimodal grain structure, deformed to fracture under optimal conditions of superplastic deformation at a temperature  $T = 520^{\circ}\text{C}$  and flow stress  $\sigma = 4,5 \text{ MPa}$  is investigated. The maximum elongation of specimens deformed to failure  $\delta$  is 670%. It has been suggested that the specific type of fibrous structures found in the specimens of the investigated alloy 01420T probably depends on the volume of the metastable liquid-solid phase, which was concentrated in the form of inclusions at some grain boundaries and made a viscous flow during superplastic deformation, its shear viscosity, the characteristics of its surface tension, the degree of dynamic oxidation of the melt, and the kinetics of the development of this process. The final view of the fibers and their shape, likely, depends not only on the nature of the viscous flow of the liquid-solid material, but also on the process of its crystallization during the cooling of the specimen in air to room temperature after mechanical tests. It was found that in view, all fibrous structures found in the working parts of the specimens can be conditionally divided into the following: cylindrical fibers; tapered fibers; cylindrical fibers on which there is a thickening or one or more drop-like formations; ribbon-like fibers; fibers that look like stalactites or stalagmites. The reasons for the formation of cracks on ribbon-like fibers are considered. It is assumed that they were formed as a result of relaxation of internal stresses, which were not fully minimized in the course of recrystallization, which was carried out when the sample was cooled. The reasons for the formation of droplets on the fibers are considered. It has been suggested that fibrous structures similar to stalactites and stalagmites were formed from a viscous material, which, in the course of superplastic deformation, as a result of crystallization, occurred in local microvolumes of fibers, gradually turned from liquid-solid to solid-liquid. This led to the fact that in the crystallized microvolume of this fiber, the viscous homogeneous flow of the material probably turned into a localized flow, which is characteristic of the plastic flow carried out as a result of displacement of dislocations in the solid phase, and leads to the formation of stalagmitic fibers.

**Keywords:** superplastic deformation, bimodal structure, grain boundaries, cavitation, fibrous structures.

## ВСТУП

Встановлення фізичної природи надпластичної деформації є однією з найбільш актуальних завдань фізики міцності і пластичності [1,2]. Серед матеріалів, які проявляють ефект надпластичності, особливе місце займають багатокомпонентні алюмінієві сплави, в яких у результаті проведення термомеханічної обробки можна сформувані ультрадрібнозернисту структуру, стабільну до огрубіння у ході надпластичного плину [1-3]. До цих матеріалів належать і алюмінієві сплави системи Al-Mg-Li-Zr, які мають підвищений питомий модуль пружності та знижену у порівнянні з алюмінієм густину [4-5]. Серед конструкційних алюмінієво-літійових сплавів особливе місце займає сплав марки 01420 [4-6]. Вивчення особливостей прояву ефекту надпластичності зразками цього сплаву, розпочате в наукових працях [7-10], продовжується і у наш час. У працях [11-14] був вивчений структурний стан і фазовий склад та встановлені температурно-швидкісні умови, за яких зразки сплаву 01420T з вихідною бімодальною зерною структурою проявляють ефект високотемпературної структурної надпластичності. Було встановлено, що в ході надпластичної деформації в робочій частині зразків цього сплаву утворюються та в результаті здійснення в'язкого плину рідко-твердого матеріалу розвиваються волокнисті структури. Вони були виявлені у результаті проведення металографічних та електронно-мікроскопічних досліджень деформаційного рельєфу, що утворився на поверхні надпластично продеформованих зразків та їх зламів.

Метою досліджень, результати яких описані в статті, було вивчення морфологічних особливостей волокнистих структур, що утворилися у ході надпластичного плину зразків сплаву 01420T з вихідною бімодальною зерною структурою.

## МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Зразки для механічних випробувань були виготовлені із промислового напівфабрикату сплаву 01420T, що має такий хімічний склад: Al; 5,0-6,0%Mg; 1,9-2,3%Li; 0,09-0,15%Zr; 0,1-0,3%Si; 0,3%Fe; 0,1%Ti; 0,3%Mn; 0,005%Na [4,5]. Вони мали довжину робочої частини 10 мм і поперечний переріз, площа якого становила  $3,0 \times 5,00 \text{ мм}^2$ . Механічні випробування зразків, як і в працях [10-14], проведені на повітрі в режимі повзучості при постійному напруженні плину. Вони були здійснені в температурно-швидкісних умовах, які, як було показано в працях [13,14], є оптимальними умовами для здійснення надпластичної деформації сплаву 01420T, а саме при напруженні плину  $\sigma = 4,5 \text{ МПа}$  і температурі  $T = 520^{\circ}\text{C}$ .

Поверхню робочої частини зразків шліфували та механічно полірували. Остаточне полірування поверхні зразків здійснювали з використанням алмазної пасти, зернистість якої була 1/0. Реперні риси на відполіровану поверхню зразків наносили з використанням алмазної пасти 10/7.

Для того щоб виявити границі зерен використовували універсальний хімічний травник, який мав такий склад: 17 мл  $\text{HNO}_3$ , 5 мл  $\text{HF}$ , 78 мл  $\text{H}_2\text{O}$ .

Мікроструктуру зразків досліджували з використанням світлової та растрової електронної мікроскопії. Середній розмір зерен визначали за мікрофотографіями, отриманими з використанням світлового мікроскопа MIM 6, оснащеного цифровою фотокамерою Pro-MicroScan, за методом випадкових січних [15]. Вивчення особливостей деформаційного рельєфу зразків та морфології волокнистих структур, що утворилися у ході надпластичної деформації, а також визначення хімічного складу локальних ділянок зерен та волокнистих структур виконані з використанням растрових електронних мікроскопів JEOL JSM-840



та Tescan VEGA 3 LMH, який оснащений приставкою для проведення енергодисперсійного рентгенівського мікроаналізу Bruker XFlash 5010.

### РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рис. 1 представлено зображення одного із зразків сплаву 01420Т, надпластично продеформованого в оптимальних умовах до зруйнування у порівнянні з недеформованим зразком. За зовнішнім видом його робочої частини можна стверджувати, що на макроскопічному рівні надпластичний плин зразка був стабільним і відбувався аж до його квазікрихкого зруйнування без помітної локалізації деформації. Відносне видовження зразка до зруйнування  $\delta$  становить 670%.

Слід зазначити що надпластична деформація зразків сплаву 01420Т, що були продеформовані до зруйнування в оптимальних умовах, вірогідно здійснювалась стабільно завдяки тому, що переважна більшість зерен у робочій частині зразків, підготовлених до випробування, були ультрадрібними і рівновісними (див. рис. 2, а). Середній розмір ультрадрібних зерен

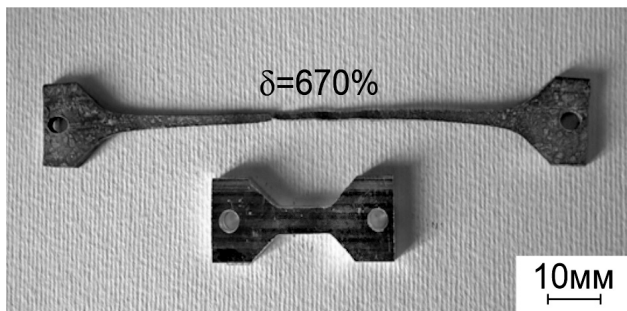


Рис.1. Загальний вигляд зразка сплаву 01420Т, що був надпластично продеформований до зруйнування при  $T = 520^{\circ}\text{C}$  і напруженні плину  $\sigma_{\text{opt}} = 4,5 \text{ МПа}$  на 670% у порівнянні з недеформованим зразком.

складав приблизно 5 мкм. У недеформованих зразках також була деяка кількість великих не повністю рикристалізованих зерен, які були зосереджені в смугах і мали середній розмір приблизно 25 мкм. У ході надпластичного плину завдяки здійсненню динамічної рекристалізації зеренова структура із бімодальної перетворилася у майже однорідну (див. рис. 2, б) із середнім розміром зерна приблизно 10 мкм.

Нарис.3 наведений типовий вигляд деформаційного рельєфу, який утворився на поверхні робочої частини зразка сплаву 01420Т, продеформованого до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності. Видно, що на мікроскопічному рівні надпластичний плин зразка був локально неоднорідним. У ході надпластичної деформації в робочій частині зразка здійснювалось зернограничне проковзування зерен (ЗГП) та відбувалися їх повороти. У праці [14] проаналізовані особливості розвитку деформаційних

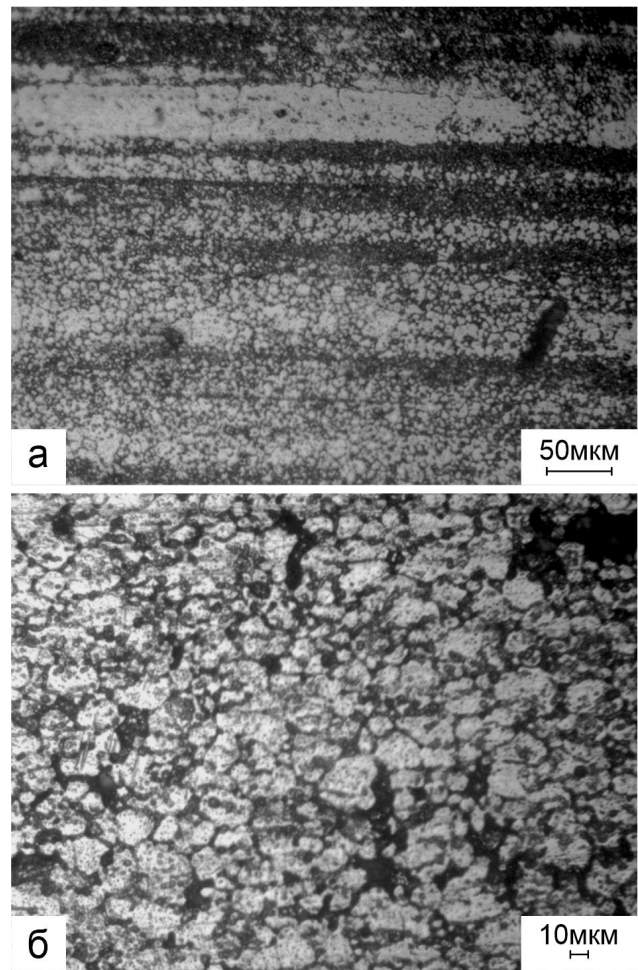


Рис.2. Характерний вид вихідної мікроструктури робочої частини зразка сплаву 01420Т (а) та мікроструктури зразка цього ж сплаву, продеформованого до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності (б). Напрямок розтягування зразка горизонтальний.

та акомодатійних механізмів у ході надпластичної деформації зразків сплаву 01420Т, яка здійснювалась за наявності на деяких ділянках границь зерен в'язкої метастабільної рідко-твердої фази. Одночасна самоузгоджена дія цих механізмів забезпечує стабільне проходження надпластичної деформації зразків сплаву 01420Т.

Структурні дослідження показали що на границях зерен у результаті релаксації напружень, які виникали під час переміщення зерен, утворювались клиновидні тріщини. У процесі надпластичного плину клиновидні тріщини перетворювались у зернограничні пори та магістральні тріщини. Вивчення поверхні зразків та фрактограм їх зламів, проведене з використанням світлового та растрового електронного мікроскопа, показало, що в порах і в тріщинах, а також на поверхні зламів зосереджені волокнисті структури (рис.4 – рис.9).

У працях [11-14,16,17] було показано, що утворення

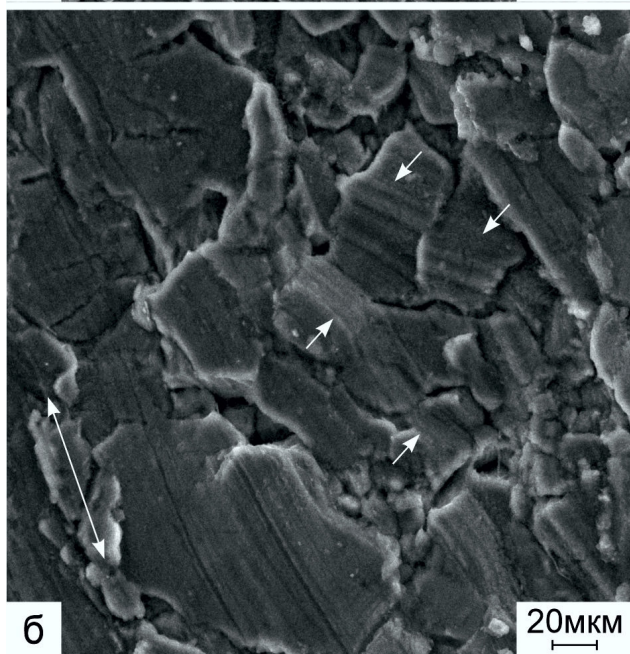
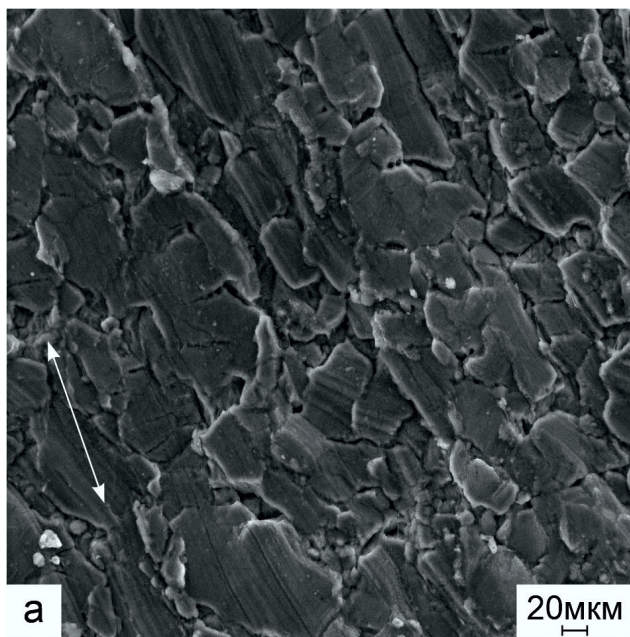


Рис.3. Характерний вигляд деформаційного рельєфу, що утворився на поверхні робочій частини зразків сплаву 01420Т, які були продеформовані до зруйнування в температурно-швидкісних умовах, оптимальних для їх надпластичного плинину. Короткими стрілками на Рис. 3 б відмічені зміщення і розриви маркерних рисок, що утворились у результаті ЗГП. Напрямок розтягування зразка вказаний довгою стрілкою. Растрова електронна мікроскопія.

і розвиток волокнистих структур у ході надпластичної деформації зразків алюмінієвих сплавів, легованих Mg, відбувається у результаті в'язкого плинину рідко-твердої фази, яка утворилася внаслідок часткового плавлення сплаву при температурі випробувань зі швидкістю, яка, вірогідно, визначається швидкістю розкриття

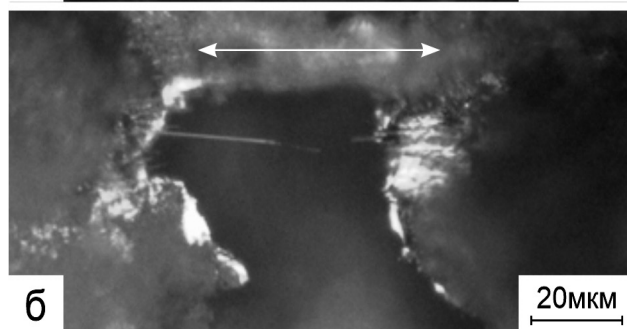
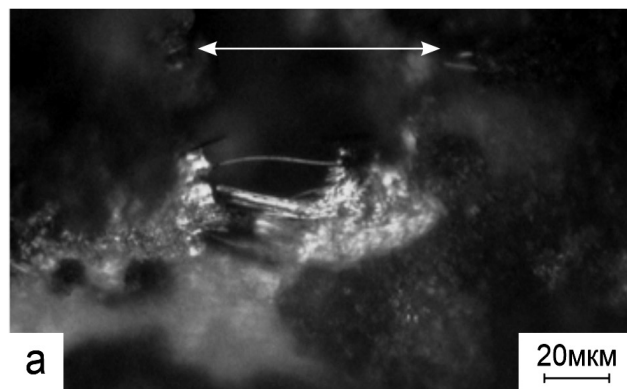


Рис.4. Види волокнистих структур у робочій частині зразків сплаву 01420Т, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності. Стрілками вказано напрямок розтягування зразків. Світлова мікроскопія.

зернограничних пор та тріщин на границях зерен, перпендикулярних напрямку розтягування зразка.

На рис. 8 показані зображення волокон, одержані з використанням вторинних та зворотно розсіяних електронів, а на рис. 9 показані зображення волокон, отримані при великих збільшеннях. Видно що поверхні волокон та крайків зерен (стінок пор), на границях яких вони утворилися, мають неоднорідний хімічний склад. Вони покриті пухкою оксидною плівкою, що утворилася при підігріванні зразків сплаву 01420Т до температури випробувань  $T = 500^{\circ}\text{C}$  в результаті динамічного окислення поверхні твердих зерен, а також поверхні включень метастабільної рідкої фази в результаті проходження часткового плавлення, причини якого були розглянуті в працях [14,15].

Проведення мікрорентгеноспектральних досліджень хімічного складу різних частин поверхні зразків, яка межує з волокнами, а також поверхонь волокнистих структур показало що концентрація Mg в них підвищена у порівнянні з його середньою концентрацією у сплаві. Так, зокрема, встановлено що концентрація Mg в ділянці, яка позначена на рис. 8, в цифрою 1, складає 13,16%, а в ділянці, позначеній на рис. 8 в цифрою 2, складає 11,98%.

Можна вважати, що поверхня робочій частини зразків сплаву 01420Т, нагрітих до температури випробування  $T = 520^{\circ}\text{C}$ , була покрита пухкою оксидною плівкою, яка складається з оксидів  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , MgO, а

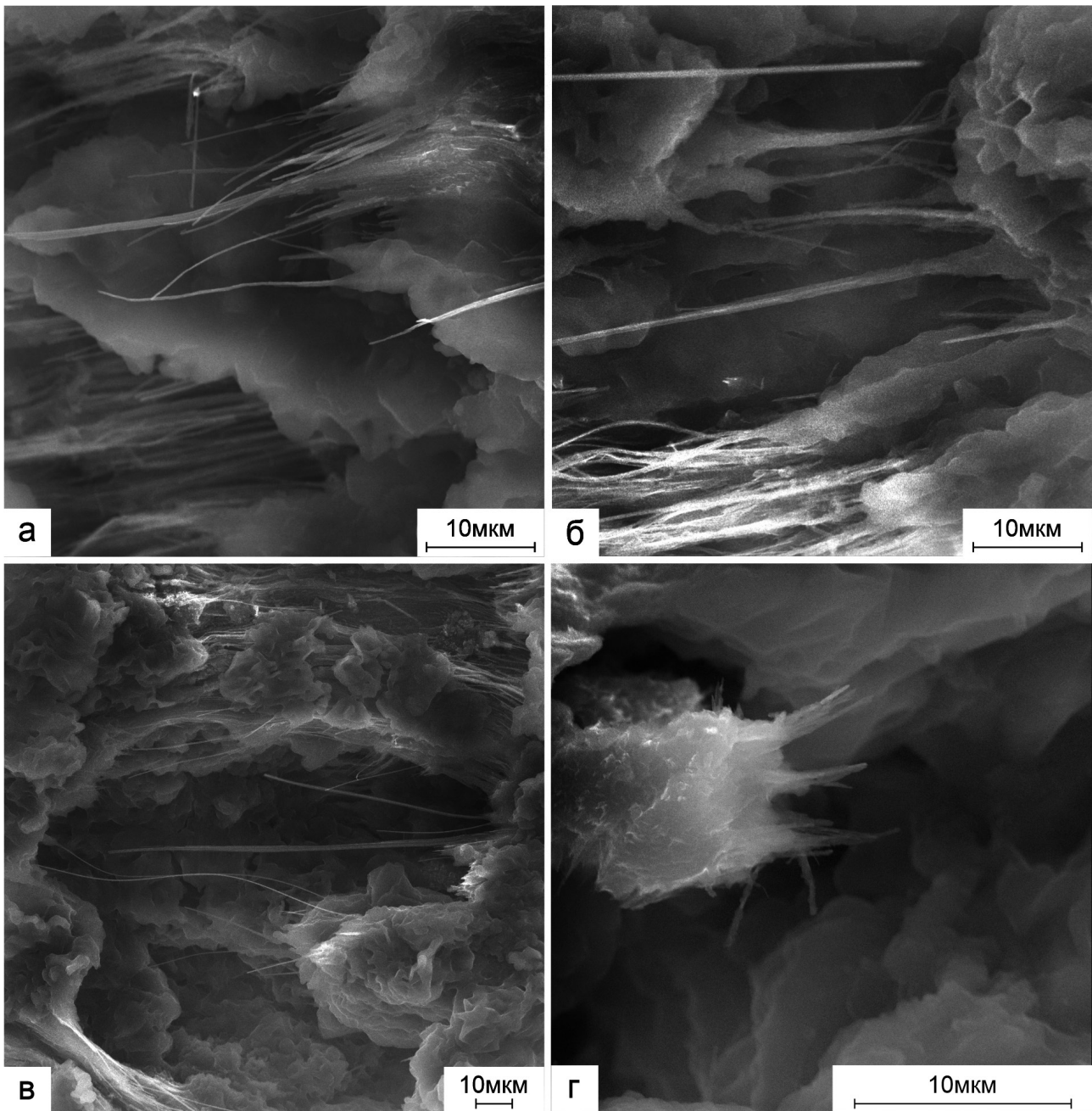


Рис.5. Види волокнистих структур у робочій частині зразків сплаву 01420Т, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності. Напрямок розтягування зразків горизонтальний. Растрова електронна мікроскопія.

також із магнезійної шпінелі  $MgAl_2O_4$ . Такий склад оксидної плівки характерний для багатокомпонентних алюмінієвих сплавів, що мають у своєму складі магній [18-20,27].

В працях [12,16,17] було розглянуто вплив дуже дрібних частинок оксидних плівок на в'язкість рідко-твердого матеріалу, що утворюється внаслідок часткового плавлення сплаву.

Вивчення морфології волокнистих структур та особливостей їх розташування в порах та в тріщинах показало що волокна в них, в основному, орієнтовані паралельно напрямку осі розтягування зразків (див. рис. 4, рис. 5 та рис. 6). Їхні кінці прикріплені до

внутрішніх поверхонь пор і тріщин. Волокна ніби стягують між собою зерна, між якими знаходяться пори. Довжина волокон, які прикріплені до стінок несучильностей, приблизно дорівнює розміру тих пор і тріщин в напрямку осі розтягування, в яких вони були виявлені. У деяких несучильностях є лише одне або ж кілька волокон, а в деяких порах є дуже багато волокон, які об'єднані в пучки (див. рис. 6).

Вивчення морфології характерних видів волокнистих структур, які були виявлені в надпластично продеформованих зразках сплаву 01420Т, дає підставу зробити такі узагальнення щодо їх основних морфологічних характеристик.

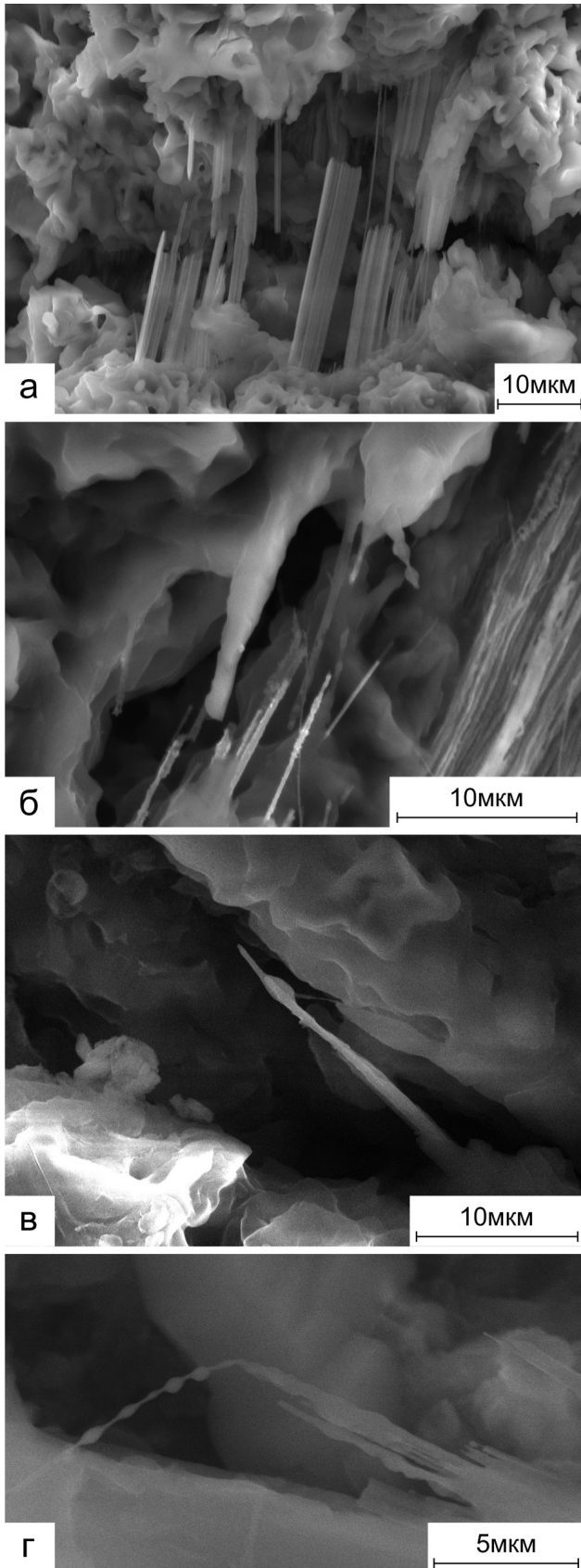


Рис.6. Види волокнистих структур у робочій частині зразків сплаву 01420Т, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності. Стрілками вказано напрямок розтягування зразків. Растрова електронна мікроскопія.

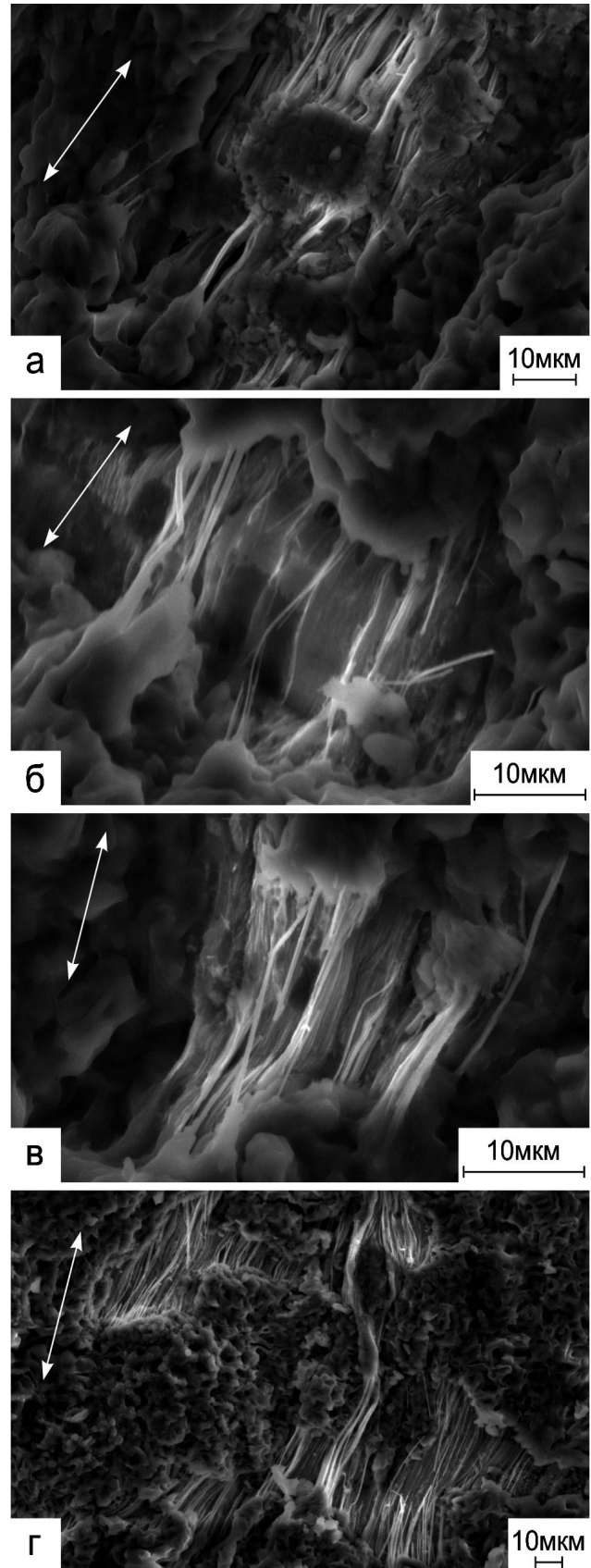


Рис.7. Види волокнистих структур у робочій частині зразків сплаву 01420Т, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності. Растрова електронна мікроскопія.

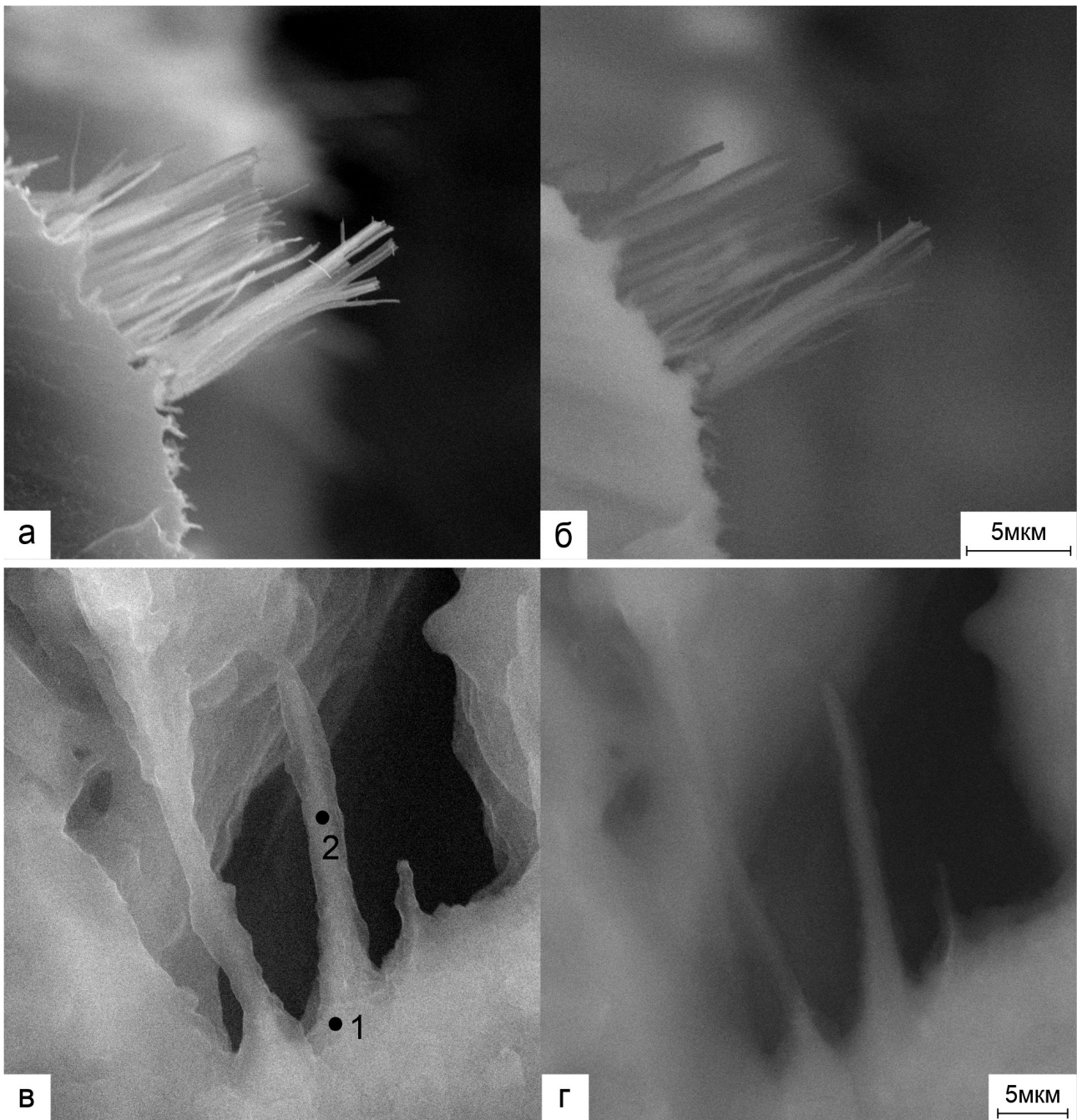


Рис.8. Види волокнистих структур у робочій частині зразків сплаву 01420Т, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності, одержані з використанням вторинних (а, в) та зворотно розсіяних (б, г) електронів. Цифрами 1 і 2 на рис.8, в позначено локальні ділянки зразка, в яких було визначено вміст Mg. Растрова електронна мікроскопія.

За зовнішнім виглядом всі волокнисті структури, які були виявлені в надпластично продеформованих зразках сплаву 01420Т, умовно можна поділити на такі типи: циліндричні волокна; конусоподібні волокна; циліндричні волокна, на яких є потовщення або ж одне чи кілька краплеподібних утворень; стрічкоподібні волокна; волокна, які мають вид сталактитів або сталагмівтів.

Волокнисті структури, які мають схожу морфологію, були, зокрема, виявлені і авторами праць [21-27]. Вони досліджували структурні

зміни, що відбуваються у ході високотемпературної та високошвидкісної надпластичної деформації багатокомпонентних алюмінієвих сплавів.

Розглянемо на якісному рівні деякі причини виявлених у ході досліджень відмінностей морфології волокнистих структур та вкажемо на деякі чинники, дія яких, вірогідно, визначала морфологію волокон.

Можна передбачити, що конкретний вигляд волокнистих структур, які були спостережені в зразках дослідженого сплаву 01420Т, перш за все залежить від об'єму метастабільної рідко-твєрдої фази, яка

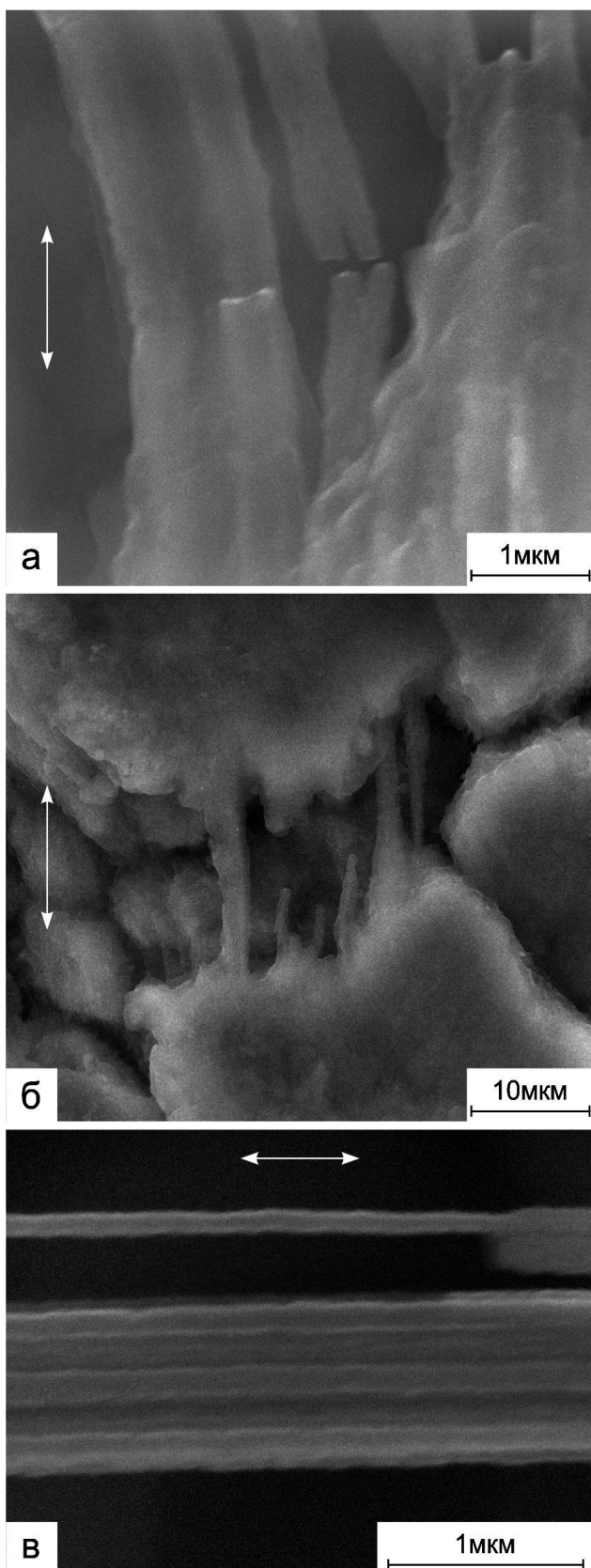


Рис.9. Види волокнистих структур у робочій частині зразків сплаву 01420Т, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах надпластичності. Напрямок розтягування вказаний стрілками. Растрова електронна мікроскопія.

перебувала у вигляді включень на деяких границях зерен і здійснювала в'язкий плин у ході надпластичної деформації, а також від величини її зсувної в'язкості, характеристик її поверхневого натягу, ступеня динамічного окислення розплаву та кінетики розвитку цього процесу.

Було встановлено, що тонкі циліндричні волокна мають приблизно однакову товщину. Вони, в основному, є прямолінійними. Однак серед них є і зігнуті (див. рис. 6). На деяких із циліндричних волокон є округлі потовщення та краплевидні утворення, так звані краплі-сателіти (див. рис. 7, в, з). У працях [16, 17, 22, 26, 27] їх авторами були висловлені припущення про те, що утворення крапель на волокнах є, вірогідно, наслідком дії сил поверхневого натягу, а округлі потовщення на них утворились внаслідок обтікання рідко-твердим матеріалом частинок інтерметалідів та скупчень оксидів.

Визначено що площа поперечного перерізу конусоподібних волокон становить кілька мікромметрів, а площа перерізу їх гострих кінців, які є зонами, де відбулася локалізація деформації, є дуже малою.

Остаточний вигляд волокон та їх форма вірогідно залежить не лише від характеру в'язкого плину рідко-твердого матеріалу, але й від процесу його кристалізації під час охолодження зразка на повітрі до кімнатної температури після завершення механічних випробувань. Так, зокрема, можна передбачити що тріщини на деяких стрічкоподібних волокнах (див. рис. 9, а) вірогідно утворилися внаслідок релаксації внутрішніх напружень, які не в повній мірі були зведені до мінімуму в ході рекристалізації, що здійснювалась під час охолодження зразка.

Можна передбачити що волокнисті структури, що за своїм виглядом схожі на сталактити та сталагміти (див. рис. 7, б), вірогідно утворилися з в'язкого матеріалу, який у ході надпластичної деформації в результаті проходження кристалізації, що здійснювалась у локальних мікрооб'ємах волокон, поступово перетворювався з рідко-твердого у твердо-рідкий. Внаслідок цього в закристалізованому мікрооб'ємі волокна в'язкий однорідний плин матеріалу вірогідно перетворився в локалізований плин, який характерний для пластичного плину, що здійснюється у результаті переміщення дислокацій у твердій фазі. Саме це, вірогідно, й привело до утворення волокон, схожих на сталактити та сталагміти.

#### ВИСНОВКИ

1. Проведені механічні випробування та структурні дослідження зразків сплаву 01420Т, які були продеформовані до зруйнування у оптимальних умовах надпластичної деформації при  $T = 520^{\circ}\text{C}$  і напруженні плину  $\sigma_{\text{онт}} = 4,5 \text{ МПа}$ .

2. Встановлено що на макроскопічному рівні

надпластичний плин зразків сплаву 01420Т відбувався стабільно і однорідно, а на мікроскопічному рівні він був локально неоднорідним.

3. Вивчена морфологія волокнистих структур, які утворилися у ході надпластичного плину зразків сплаву 01420Т, продеформованих до зруйнування в оптимальних умовах. Встановлено, що за зовнішнім виглядом усі волокнисті структури, які були виявлені в робочих частинах зразків, умовно можна поділити на такі: циліндричні волокна; конусоподібні волокна; циліндричні волокна, на яких є потовщення або ж одне чи кілька краплеподібних утворень; стрічкоподібні волокна; волокна, які мають вид сталактитів або сталагмітів.

4. На якісному рівні розглянуті деякі причини виявлених у ході досліджень відмінностей морфології волокнистих структур та вказані чинники, дія яких, вірогідно, визначала остаточний вигляд волокон.

#### ЛІТЕРАТУРА

1. K.A. Padmanabhan, S. Balasivanandha Prabu, R.R. Mulyukov, Ayrat Nazarov, R.M. Imayev, S. Ghosh Chowdhury. Superplasticity: Common Basis for a Near-Ubiquitous Phenomenon, Springer. Verlag, Berlin, Heidelberg (2018), 526 p.
2. О.А. Кайбышев. Сверхпластичность промышленных сплавов, Металлургия, М. (1978). 730с.
3. Xiao-guo Wang, Qiu-shu Li, Rui-rui Wu, Xiao-yuan Zhang, Liyun Ma. Advances in Materials Science and Engineering, Article ID 7606140, 1 (2018). <https://doi.org/10.1155/2018/7606140>
4. И.Н. Фридляндер, К.В. Чуистов, А.Л. Березина, Н.И. Колобнев. Наукова думка, Киев. (1992). 192с.
5. В.Н. Щерба. Прессование алюминиевых сплавов, Интернет Инжиниринг, М. (2001). 768с.
6. И.Н. Фридляндер, В.С. Сандлер. МТМ, 8, 29 (1988).
7. И.Н. Фридляндер, Е.В. Эхина, Т.М. Куныаская, В.Л. Ликин. МТМ, 2, 62 (1985).
8. М.К. Rabinovich, М.В. Markushev, М.У. Murashkin. Met. Sci. and Heat. Treatment, 39, №3-4, 172 (1997). <https://doi.org/10.1007/BF02469074>
9. И.И. Новиков, В.К. Портной, И.Л. Константинов, Н.И. Колобнев, Металловедение алюминиевых сплавов, Наука, М., 84 (1985).
10. Р.И. Кузнецова, В.П. Пойда, В.М. Андронов, В.В. Брюховецкий. Вісник Харківського державного університету. Серія «Фізика», В.2, № 418, С.38 (1998).
11. В.П. Пойда, А.В. Пойда, В.В. Брюхо-вещький, Р.И. Кузнецова, О.П. Кришталь, О.Л. Самсоник, Д.Є. Педун, Кафарані Алі Махмуд. Вісник ХНУ. Серія «Фізика», В.13, № 914, С.86 (2010).
12. В.П. Пойда, Д.Є. Милая, А.В. Пойда, В.В. Брюховецкий, Р.В. Сухов. Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное

материаловедение», № 4 (92), 139 (2014).

13. D.E. Milaya, V.P. Poyda, V.V. Bryukho-vetskiy, A.V. Poyda. // Вісник ХНУ, серія «Фізика», В.29, 29 (2016).
14. Д.Є. Мила, В.П. Пойда, В.В. Брюхо-вещький, А.В. Пойда. Металлофізика та новітні технології, Т.42, №4, 511 (2020). <https://doi.org/10.15407/mfint.42.04.0511>
15. С.А. Салтыков. Стереометрическая металлография, Металлургия, М. (1976), 272с.
16. В.П. Пойда, В.В. Брюховецкий, Р.И. Кузнецова, А.В. Пойда, В.Ф. Клепиков. Металлофізика и новейшие технологии, Т.25, №1, 117 (2003).
17. В.П. Пойда, В.В. Брюховецкий, А.В. Пойда, Р.И. Кузнецова, В.Ф. Клепиков, Д.Л. Воронов. Физика металлов и материаловедение, Т.103, №4, 433 (2007). <https://doi.org/10.1134/S0031918X07040151>
18. Н.С. Герчикова Тонкая структура и коррозионное растрескивание алюминиевых сплавов, Металлургия, М. (1982), 128с.
19. М.В. Мальцев, Ю.Д. Чистяков, М.И. Цыпин. ДАН СССР, Т.49, №5, 813 (1954).
20. В.И. Добаткин, Р.М. Габиудуллин, Б.А. Колачев, Г.С. Макаров, Металлургия, М. (1976) 264с.
21. M.G. Zelin, S. Guillard Materials. Science and Technology, V.15, 309 (1999). <https://doi.org/10.1179/026708399101505734>
22. C.L. Chen, M.J. Tan. Materials Science and Engineering, A298, 235 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0928-4931\(00\)00193-4](https://doi.org/10.1016/S0928-4931(00)00193-4)
23. C.L. Chen, M.J. Tan, Materials Science and Engineering, A338, 243 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0921-5093\(02\)00083-7](https://doi.org/10.1016/S0921-5093(02)00083-7)
24. M. Mabuchi, H.G. Jeong, K. Hiraga, K. Higashi, Interface Sci, V.4, №3, 4, 357 (1996). <https://doi.org/10.1007/BF00240254>
25. M. Wang, H.Z. Guo, Y.J. Liu. Materials Science Forum, V.551-552, 645 (2007). <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.551-552.645>
26. W.D. Cao X.P. Lu, H. Conrad. Acta Mater., Vol. 44, №2, 697 (1996). [https://doi.org/10.1016/1359-6454\(95\)00176-X](https://doi.org/10.1016/1359-6454(95)00176-X)
27. Jung-Kuei Chang, Eric M. Taleff, Paul E. Krajewskib and James R. Ciulika. Scripta Materialia, 60, 459 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2008.11.031>

#### REFERENCES

1. K.A. Padmanabhan, S. Balasivanandha Prabu, R.R. Mulyukov, Ayrat Nazarov, R.M. Imayev, S. Ghosh Chowdhury. Superplasticity: Common Basis for a Near-Ubiquitous Phenomenon, Springer. Verlag, Berlin, Heidelberg (2018), 526 p.
2. О.А. Kaibyshev. Superplasticity of industrial alloys, Metallurgy, Moscow (1978). 730p.
3. Xiao-guo Wang, Qiu-shu Li, Rui-rui Wu, Xiao-yuan Zhang, Liyun Ma. Advances in Materials Science and Engineering, Article ID 7606140, 1 (2018). <https://doi.org/10.1155/2018/7606140>

- [org/10.1155/2018/7606140](https://doi.org/10.1155/2018/7606140)
4. I.N. Friedlander, K.V. Chuistov, A.L. Berezina, N.I. Kolobnev. Naukova Dumka, Kyiv. (1992). 192p.
5. V.N. Shcherba. Pressing of aluminum alloys, Internet Engineering, M. (2001). 768p.
6. I.N. Fridlyander, V.S. Sandler. MiTOM, 8, 29 (1988).
7. I.N. Fridlyander, E.V. Ekhina, T.M. Kunyavskaya, V.L. Likin. MiTOM, 2, 62 (1985).
8. M.K. Rabinovich, M.V. Markushev, M.Y. Murashkin. Met. Sci. and Heat. Treatment, 39, №3-4, 172 (1997). <https://doi.org/10.1007/BF02469074>
9. I.I. Novikov, V.K. Portnoy, I.L. Konstantinov, N.I. Kolobnev, Metal Science of Aluminum Alloys, Nauka, Moscow, 84 (1985).
10. R.I. Kuznetsova, V.P. Poida, V.M. Andronov, V.V. Bryukhovetsky. Vestnick of Kharkiv State University. Series "Physics", V.2, No. 418, P.38 (1998).
11. V.P. Poyda, A.V. Poyda, V.V. Bryukho-vetsky, R.I. Kuznetsova, O.P. Kryshnal, O.L. Samsonik, D.Ye. Pedun, Kafarani Ali Mahmud. Vestnick of Kharkiv State University. Series "Physics", V.13, No.914, P.86 (2010).
12. V.P. Poyda, D.Ye. Milaya, A.V. Poyda, V.V. Bryukhovetskiy, R.V. Sukhov. Problems of atomic science and technology. Series "Physics of radiation damage and radiation materials science", No.4 (92), 139 (2014).
13. D.E. Milaya, V.P. Poyda, V.V. Bryukho-vetskiy, A.V. Poyda. // Vestnick of Kharkiv State University. Series "Physics", V.29, 29 (2016).
14. D.E. Milaya, V.P. Poyda, V.V. Bryukho-vetskiy, A.V. Poyda. Metallofizika i noveyshiye tekhnologii, V.42, No. 4, 511 (2020). <https://doi.org/10.15407/mfint.42.04.0511>
15. S.A. Saltykov. Stereometric metallography, Metallurgy, M. (1976), 272p.
16. V.P. Poyda, V.V. Bryukhovetskiy, R.I. Kuznetsova, A.V. Poyda, V.F. Klepikov. Metallofizika i noveyshiye tekhnologii, V.25, №1, 117 (2003).
17. V.P. Poyda, V.V. Bryukhovetskiy, A.V. Poyda, R.I. Kuznetsova, V.F. Klepikov, D.L. Voronov. Fizika metallov i metallovedeniye, V.103, №4, 433 (2007). <https://doi.org/10.1134/S0031918X07040151>
18. N.S. Gerchikova Fine structure and corrosion cracking of aluminum alloys, Metallurgy, M. (1982), 128p.
19. M.V. Maltsev, Yu.D. Chistyakov, M.I. Tsy-pin. DAN USSR, Vol.49, No.5, 813 (1954).
20. V.I. Dobatkin, R.M. Gabidullin, B.A. Kolachev, G.S. Makarov, Metallurgiya, M. (1976) 264p.
21. M.G. Zelin, S. Guillard Materials. Science and Technology, V.15, 309 (1999). <https://doi.org/10.1179/026708399101505734>
22. C.L. Chen, M.J. Tan. Materials Science and Engineering, A298, 235 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0928-4931\(00\)00193-4](https://doi.org/10.1016/S0928-4931(00)00193-4)
23. C.L. Chen, M.J. Tan, Materials Science and Engineering, A338, 243 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0921-5093\(02\)00083-7](https://doi.org/10.1016/S0921-5093(02)00083-7)
24. M. Mabuchi, H.G. Jeong, K. Hiraga, K. Higashi, Interface Sci., V.4, №3, 4, 357 (1996). <https://doi.org/10.1007/BF00240254>
25. M. Wang, H.Z. Guo, Y.J. Liu. Materials Science Forum, V.551-552, 645 (2007). <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/MSF.551-552.645>
26. W.D. Cao X.P. Lu, H. Conrad. Acta Mater., Vol. 44, №2, 697 (1996). [https://doi.org/10.1016/1359-6454\(95\)00176-X](https://doi.org/10.1016/1359-6454(95)00176-X)
27. Jung-Kuei Chang, Eric M. Taleff, Paul E. Krajewskib and James R. Ciulika. Scripta Materialia, 60, 459 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.scriptamat.2008.11.031>



PACS: 44.20.+b Boundary layer heat flow

UDC: 536.2

## The influence of phonon boundary scattering on the thermal conductivity of a two-dimensional noninteractive phonon system of nanosized structures

T.V. Medintseva, K.E. Nemchenko, T.G. Vikhtinskaya

[nemchenko@karazin.ua](mailto:nemchenko@karazin.ua)

*V.N. Karazin Kharkiv National University, 61022, Kharkiv, Ukraine*

ORCID: 0000-0003-1037-3858, 0000-0002-0734-942X, 0000-0001-8265-4371

DOI: 10.26565/2222-5617-2021-35-02

One of the problems that arise when studying the thermal conductivity of low-dimensional phonon systems at low temperatures is the appearance of differences in expressions for the thermal conductivity as a function of sample size, as well as the appearance of unusual dependences of heat fluxes on temperature gradients. For example, in the generally accepted Casimir – Zaiman model, it is assumed that a linear temperature gradient is created on the lateral surface by external sources. Moreover, the Casimir model requires two conditions at the border. This is a diffuse reflection in which the phonon is reflected with an isotropic angular distribution function. The second condition is the presence of redistribution of phonons by energy, so that the distribution of reflected phonons corresponds to the radiation of an absolutely black body - that is, the reflection of phonons must be inelastic. And if the first condition can be achieved, for example, by boundaries with a certain degree of roughness, the second condition can be achieved only in the presence of thermal contact between the side edges of the sample and the thermal medium at a certain temperature distribution. In the case of thermally insulated sample boundaries (for example, when the sample is in vacuum) or at least with imperfect thermal contact, the fulfillment of the second condition is practically impossible.

In this paper, we consider the problem of thermal conductivity of two-dimensional nanostructures - nanobands - in the temperature range, when the interaction between phonons can be neglected. In this ballistic mode, heat fluxes can be limited only by the interaction of phonons with the sample boundaries. A number of types of interaction of phonons with the boundaries of two-dimensional samples are considered: absorption at the boundary, finite number of reflections, absorption inside the sample on defects, impurities, etc. Explicit expressions of thermal conductivity in these cases are derived. Interpolation relations are obtained, which generalize the existing expressions of thermal conductivity in the case of mirror reflection and reflection with losses.

**Keywords:** thermal conductivity, phonons, heat flux, two dimensional nanoribbons.

## Вплив фононного граничного розсіювання на теплопровідність двовимірної неінтерактивної фононної системи нанорозмірних структур

Т.В. Мединцева, К.Е. Немченко, Т.Г. Віхтинська

[nemchenko@karazin.ua](mailto:nemchenko@karazin.ua)

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

Однією з проблем, що виникає при дослідженні теплопровідності фононних систем з низькою розмірністю при низьких температурах, є поява розбіжності у виразах для коефіцієнта теплопровідності як функції розміру зразка, а також поява незвичайних залежностей теплових потоків від градієнтів температури. Наприклад, у загальноприйнятій моделі Казимира–

Займана передбачається, що на бічній поверхні зовнішніми джерелами створюється лінійний температурний градієнт. Більше того, в моделі Казимира необхідні дві умови на кордоні. Це дифузне відбиття, при якому фотон відбивається з ізотропною функцією кутового розподілу. Друга умова — наявність перерозподілу фотонів за енергією, таким чином, щоб розподіл відбитих фотонів відповідав випромінюванню абсолютно чорного тіла — тобто відбиття фотонів має бути непружним. І якщо перша умова може бути досягнута, наприклад, за допомогою кордонів з певним ступенем шорсткості, то друга умова може бути досягнута лише за наявності теплового контакту між бічними краями зразка та термічним середовищем за певним розподілом температури. У разі термоізоляованих кордонів зразка (наприклад, коли зразок знаходиться у вакуумі) або, принаймні, з недосконалим тепловим контактом, виконання другої умови є практично неможливим.

У статті ми розглядаємо проблему теплопровідності двовимірних наноструктур – нанострічок – в діапазоні температур, коли взаємодією між фотонами можна знехтувати. У цьому балістичному режимі теплові потоки можуть бути обмежені лише взаємодією фотонів з межами зразків. Розглядається низка типів взаємодії фотонів з межами двовимірних зразків: поглинання на межі, кінцеве число відбиттів, поглинання всередині зразка на дефектах, домішках тощо. Виведено явні вирази теплопровідності в цих випадках. Отримано інтерполяційні співвідношення, які узагальнюють існуючі вирази теплопровідності у випадку дзеркального відбиття та відбиття зі втратами.

**Ключові слова:** теплопровідність, фотони, тепловий потік, двовимірні нанострічки.

### INTRODUCTION

One of the problems that arises when studying the thermal conductivity of phonon systems with low dimensionality at low temperatures is the appearance of divergence in the expressions for the thermal conductivity coefficient as a function of sample size [1 – 4], as well as the appearance of unusual dependences of heat fluxes on temperature gradients [2, 5].

For example, in the generally accepted Casimir–Ziman model [2] it is assumed that a linear temperature gradient is created on the lateral surface by external sources. Moreover, in the Casimir model, two conditions at the boundary are necessary. This is a diffuse reflection, in which a phonon is reflected with an isotropic angular distribution function. The second condition is the redistribution of phonons by energy, so that the distribution of reflected phonons corresponds to the radiation of a absolutely black body - that is, the reflection of phonons must be inelastic. And if the first condition can be achieved, for example, by using boundaries with a certain degree of roughness, then the second condition can be achieved only if there is thermal contact between the lateral edges of the sample and thermal media, and with a given temperature distribution. In the case of thermally insulated sample boundaries (for example, when the sample is in vacuum) or, at least, with imperfect thermal contact, the second condition is almost impossible.

In this work, we study the stationary nonequilibrium state of the phonon system, which is provided by the interaction of phonons with the lateral boundaries of the samples. Particularly, we consider the influence on the heat flow of the phonon absorption at the boundaries, the finite number of phonon interactions with the boundaries, as well as the dependence on the finite value of phonon lifetime. As the result we get the exact results for definite cases and the interpolation formulas for intermediate cases.

As the object of study, we consider phonon system of a rectangular two-dimensional strip of width  $W$  and length  $L$  (Fig. 1). For simplicity we consider just longitudinal

phonons and do not include bending vibrations and transverse phonons. For such a system, we introduce two-dimensional densities of energy  $E$  and heat capacity  $C_S$ :

$$E = \int \hbar \omega n(T) d\Gamma, \quad (1)$$

$$\tilde{N}_S = \left. \frac{\partial E}{\partial T} \right|_S = \int \hbar \omega \frac{\partial n(T)}{\partial T} d\Gamma,$$

Here  $\omega = \omega(k)$  is the energy-momentum relation for phonon,  $n(T)$  is the distribution function of phonons and  $d\Gamma = dk_x dk_z / (2\pi)^2$  is two-dimensional phase volume.

As a heat flux, we consider two-dimensional heat flux

$$\mathbf{Q} = \int \hbar \omega \frac{\partial \omega}{\partial k} \mathbf{k} n(T) d\Gamma. \quad (2)$$

that is the flow of energy per unit of time and through the unit of length and has a dimension  $W/m$ .

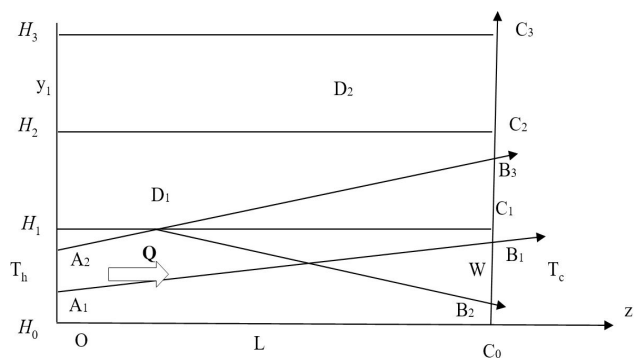


Fig. 1. The geometry of the problem.

As heat sources we consider the heat reservoirs of infinite heat capacity with given temperatures: the hot one with a temperature of  $T_h$  and cold one with a temperature of  $T_c$ , which are in thermal contact with the end faces of  $H_0H_1$  and  $C_0C_1$  (see Fig.1), respectively. It is assumed, that these

reservoirs provide a constant temperature on these sides and interface heat contacts are ideal. In this case, the heat flux that is radiated by these walls will be determined by the law of radiation of an absolutely black body [5].

$$Q_{BBR} = \frac{1}{\pi} V_{eff} E. \quad (3)$$

where the effective phonon velocity is introduced as follows

$$V_{eff} = \int \hbar \omega v_g(\omega) n(T) d\Gamma / \int \hbar \omega n(T) d\Gamma, \quad (4)$$

Now we can consider the different cases of phonon scattering on the lateral sides of the sample and influence of this scatterings on the heat flow.

### ABSOLUTELY ABSORBING BOUNDARY

Now we consider the limiting case in which the lateral boundaries of the sample are absolutely absorbing. In this case, the resulting heat flux will be determined only by phonons, which are emitted on the hot wall and fall on the cold one and conversely without reflections from the lateral walls. Then the resulting heat flux density for small temperature differences is determined as

$$Q_0 = \frac{1}{\pi} V_{eff} C_S (T_h - T_c) R_0 \quad (5)$$

Here the value of form-factor  $R_0$

$$R_0 = \frac{\int_0^W \frac{d}{W} 2 \int_0^{\arcsin(x/L)} \cos(\varphi) d\varphi}{2 \int_0^{\pi/2} \cos(\varphi) d\varphi} = \frac{W}{\sqrt{W^2 + L^2} + L} \quad (6)$$

is equal to the part of the energy emitted by one of the sides, which goes directly to the other side, without reflections in the lateral walls (see, for example, line  $A_1B_1$  at Fig. 1). It is determined by the isotropic nature of the radiation (6) and the geometric dimensions (and shape) of the sample:

Now we can introduce the effective coefficient of thermal conductivity, as the coefficient of proportionality between the heat flux density and the ratio of the temperature difference to the length of the sample:

$$Q_0 = \kappa_{eff} \frac{(T_h - T_c)}{L} \quad (7)$$

The thermal conductivity coefficient turns out to be presented in the form, which is usual for phonon systems:

$$\kappa_{eff} = \frac{1}{2} C_S V_{eff} \Lambda_0. \quad (8)$$

This expression contains information about the

dimension of the conductor (two in the denominator), the heat capacity of the phonon gas, the effective velocity and effective path length of the phonons:

$$\Lambda_0 = \frac{2}{\pi} L R_0 = \frac{2}{\pi} \frac{LW}{\sqrt{W^2 + L^2} + L}. \quad (9)$$

From this formulae it follows that for large  $W$  and (or) small  $L$ , the presence of lateral boundaries can be neglected, and the heat flux turns out to be equal to the difference in fluxes (3) from the hot and cold edges and does not depend on the distance  $L$  between them.

In the case of small  $W$  and (or) large  $L$ , the resulting heat flux is determined by the width of the sample, and the mean free path of phonons is determined by a ratio that is similar to the corresponding expression for three-dimensional heat conductors in this limit:

$$\Lambda_0(W \rightarrow 0) = \frac{1}{\pi} W. \quad (10)$$

Now consider the opposite case of specular reflection.

### ABSOLUTELY SPECULAR BOUNDARY

In the case of absolutely specular lateral boundaries, all phonons emitted by the heater and the cooler reach the opposite ends without loss. This leads to the obvious result [3, 4] that the heat flux will not depend on the length of the conductor. In this case, the thermal conductivity determined by relation (7) will linearly increase with length. A similar result follows from (8) in the limit of small  $L$ , but in this case all the phonons fall at opposite ends due to the absence of reflections in the side walls.

Let's obtain the same result analytically, taking into account all phonon reflections in the side walls. To account all the reflections, we use the image method. In this method, a phonon moving, for example, along the trajectory  $A_2D_1B_2$  in Fig. 1 is considered as a phonon freely moving along the  $A_2D_1B_3$  path, where point  $B_3$  is an image of point  $B_2$  in the lateral wall  $H_1C_1$ . In this case, the phonon flux which have exactly  $n$  reflections from the lateral walls and was radiated by warm (left) end

$$Q_h^{(n)} = Q(H_0H_1 \rightarrow C_nC_{n+1}) + Q(H_0H_1 \rightarrow C_{-n}C_{-n+1}) = 2Q(H_0H_1 \rightarrow C_nC_{n+1}) \quad (10)$$

and cold (right) end

$$Q_c^{(n)} = Q(C_0C_1 \rightarrow H_nH_{n+1}) + Q(C_0C_1 \rightarrow H_{-n}H_{-n+1}) = 2Q(C_0C_1 \rightarrow H_nH_{n+1}), \quad (11)$$

where  $n = 1, 2, 3, \dots$ , are defined by following relations:

$$Q_h^{(n)} = Q_{BBR}(T_h) \cdot (R_n - R_{n-1}) \quad \text{and}$$

$$Q_c^{(n)} = Q_{BBR}(T_c) \cdot (R_n - R_{n-1}) \quad (12)$$

The quantities  $R_n$  are determined by an integral similar to (6)

$$R_n = \frac{1}{W} \int_0^W dx \int_0^{\phi_n(x)} \cos(\phi) d\phi. \quad (13)$$

but with other limits of the angular variable:

$$\sin \varphi_n(x) = \frac{(n+1)W - x}{\sqrt{(n+1)W - x)^2 + L^2}}. \quad (14)$$

As a result

$$R_n = \frac{1}{W} \left( \sqrt{(n+1)^2 W^2 + L^2} - \sqrt{n^2 W^2 + L^2} \right). \quad (15)$$

From this relation, it obviously follows that if the reflections are specular, the corresponding terms are cancelled, if one summarizes the quantities (10) or (11):

$$Q = \sum_0^{\infty} Q_n = Q_{BBR} \left( R_0 + \sum_1^{\infty} [R_n - R_{n-1}] \right) = Q_{BBR} R_{\infty} \equiv Q_{BBR} \quad (15)$$

Here  $R_{\infty} = 1$  is the limiting value of  $R_n$  when  $n$  tends to infinity.

This answer is fairly obvious, and suggests that in the absence of resistive processes it is impossible to create a temperature gradient inside the sample. Now we can proceed to consider possible resistive processes at the boundaries that will lead to the presence of a temperature gradient inside the conductor and, consequently, to the final value of the thermal conductivity coefficient.

### FINITE NUMBER OF REFLECTIONS

The simplest model of such processes is the restriction the reflections number  $N$ , that will allow us to consider the nature of the divergences in a number of limiting cases. In this case, after mutual reductions in the values of  $R_n$ , only the last of them remains:

$$Q_N = \sum_0^N Q_n = [Q_{BBR}(T_h) - Q_{BBR}(T_c)] \cdot R_N = \frac{\Delta Q}{W} \left( \sqrt{(N+1)^2 W^2 + L^2} - \sqrt{N^2 W^2 + L^2} \right) \quad (16)$$

For the convenience of further discussions, a

normalized heat flux is introduced that is directly related to the dimensionless effective mean free path of phonons:

$$q = \frac{Q_N}{\Delta Q} = \frac{\pi}{2L} \Lambda. \quad (17)$$

Thus, for a finite number of reflections, this heat flux is

$$q_N = \frac{(2N+1)W}{\sqrt{(N+1)^2 W^2 + L^2} + \sqrt{N^2 W^2 + L^2}} \quad (18)$$

For infinite  $N$ , we obtain the limit of completely specular reflections (15)

$$q_{spec} = 1, \quad (19)$$

which does not depend on the sample sizes.

In the case of finite  $N$  for short samples, when the contribution of the reflections becomes negligible, the result is again equal to (18)

$$q_{noref} = 1 \quad (20)$$

For enough narrow and long conductors at finite  $N$  we obtain

$$q_{0N} = \frac{2N+1}{2} \frac{W}{L}. \quad (21)$$

Thus, for the effective phonon mean free path

$$\Lambda_{0N} = \frac{2N+1}{\pi} W. \quad (22)$$

we obtain a value that is determined by the  $N$ -fold width of the sample.

### THE CASE OF ABSORPTION AT THE BORDER

Another simple resistive process that can be proposed is the absorption at the boundary, in which the angle of reflection of the phonon is equal to the angle of incidence, but the number of phonons decreases  $p$  times, that is, the value of  $p$  play the role of the absolutely specular reflection probability.

This situation takes place if the conductor does not have free boundaries but borders on another substance. In this case, the phonon with a certain probability  $p$  can be reflected back at the boundary, and with a probability  $1-p$  it leaves the sample.

In this case, the heat flux is determined by the sum of the infinite convergent series

$$q_p = q_0 + \sum_1^{\infty} q_n p^n = R_0 + \sum_1^{\infty} (R_n - R_{n-1}) p^n \quad (23)$$

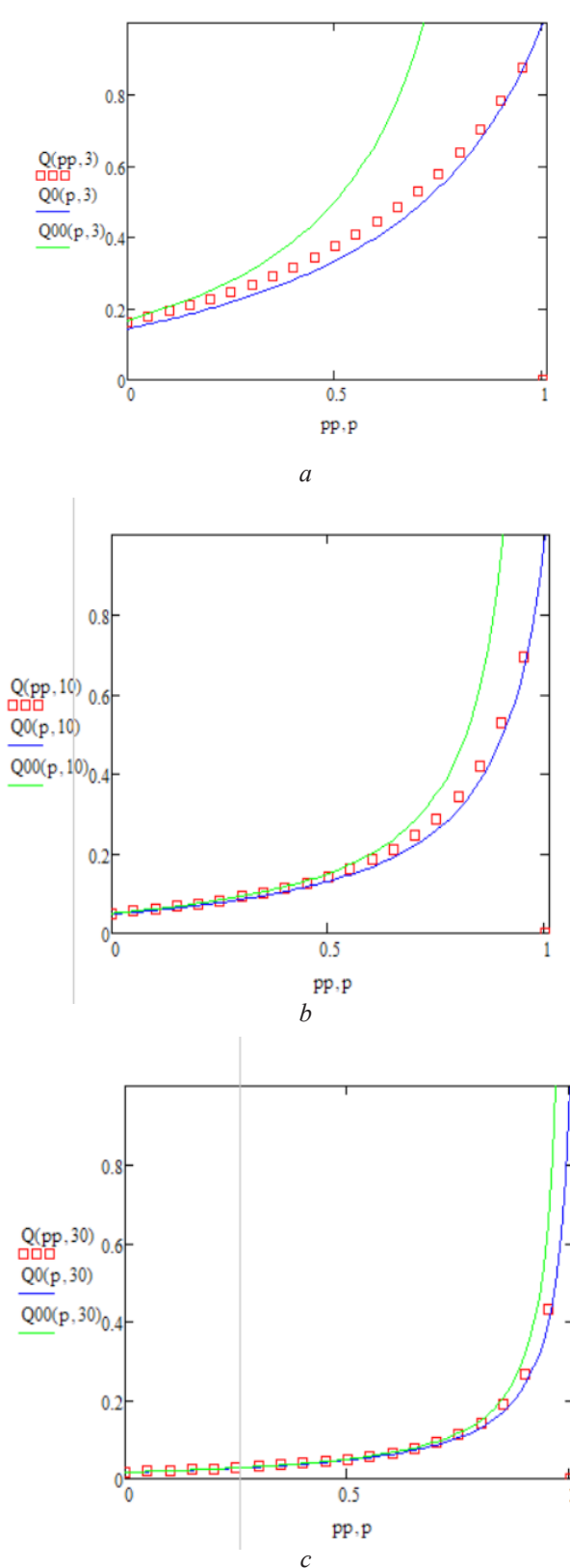


Fig. 2. The comparison of the analytical approximations with the results of calculation (red squares) for various  $L/W$  ratio – a) 3, b) 10, c) 30. Green line refers to limiting case (26). Blue line respects to interpolation (28).

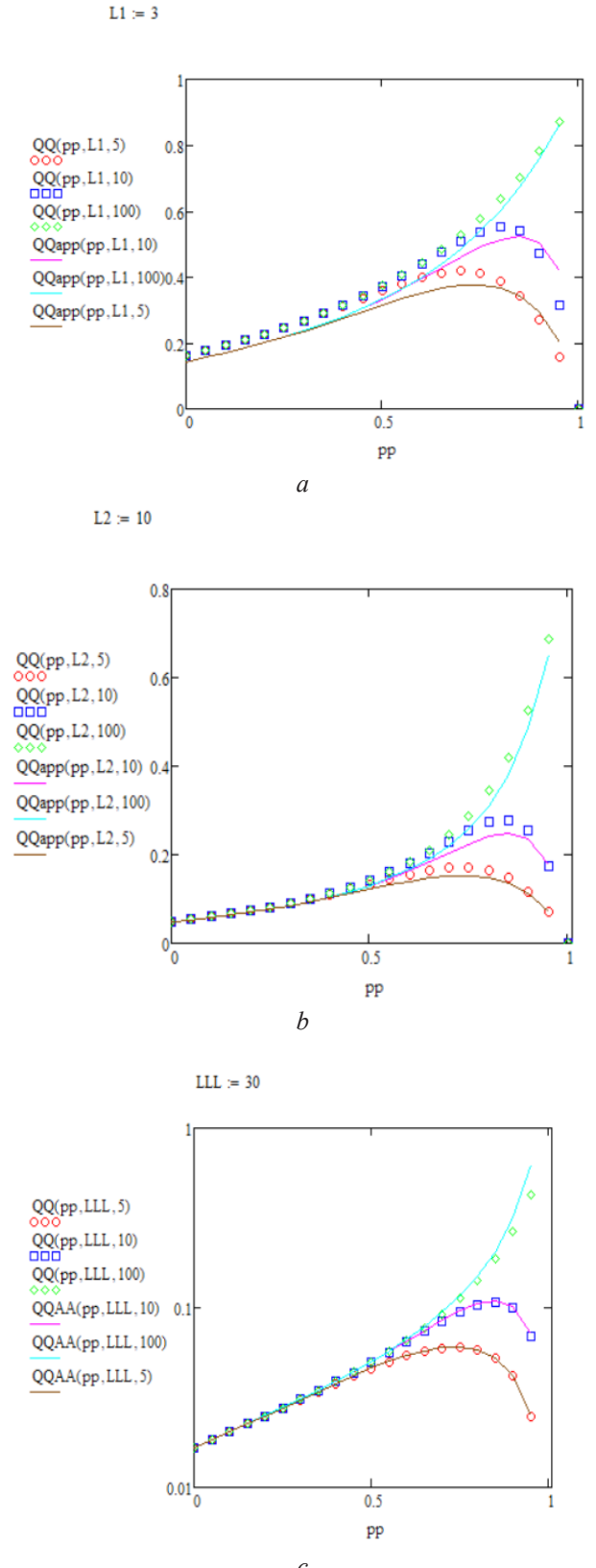


Fig. 3. The comparison of the analytical approximations with the results of numerical calculation by Eq. (30) (points) for various  $L/W$  ratio a) 3, b) 10, c) 30. Line refers to analytical interpolation (32). Different points refers to different number of reflections: red to  $N=5$ , blue to  $N=10$ , green to  $N=100$ .

In sum, we can rearrange the terms and get a simpler expression:

$$q_p = R_0(1-p) + (1-p) \sum_1^{\infty} R_n p^n = (1-p) \left[ \frac{W}{\sqrt{W^2 + L^2} + L} + \sum_1^{\infty} \frac{(2n+1)W}{\sqrt{(n+1)^2 W^2 + L^2} + \sqrt{n^2 W^2 + L^2}} p^n \right] \quad (24)$$

For great  $W$  we get the expectable results

$$q_{p\infty} = (1-p) \left[ 1 + \sum_1^{\infty} p^n \right] = (1-p) \left[ 1 + \frac{p}{1-p} \right] = 1, \quad (25)$$

since reflections do not contribute at the small distance between the heater and the cooler.

For a narrow and long sample, we get

$$q_{p0} = (1-p) \frac{W}{2L} \left[ 1 + \sum_1^{\infty} (2n+1)p^n \right] = \frac{W}{2L} \frac{1+p}{1-p}, \quad (26)$$

and for effective length

$$\Lambda_{p0} = \frac{W}{\pi} \frac{1+p}{1-p} = \Lambda_0 \frac{1+p}{1-p}. \quad (27)$$

This result contains a well-known denominator that takes into account the efficiency of specular reflection  $p$  and gives the correct limit transition to the case of complete absorption at the boundaries (14) when  $p = 0$ .

But as it can be seen from Eq. 24, the result (26) is incorrect, because for any small value  $W/L$  for enough great  $n$ , the product  $nW/L$  ceases to be small.

To account this feature, one can use the following interpolation formula

$$q_{p0n} = \frac{W(1+p)}{2L(1-p) + W(1+p)} = \left( 1 + q_{p0}^{-1} \right)^{-1}, \quad (28)$$

which describes the real sum (24) with high accuracy (see Figure 2).

As a result, for the effective length we propose following result

$$\Lambda_p = \Lambda_0 \frac{1}{\frac{1-p}{1+p} + \frac{W}{2L}}, \quad (29)$$

that can be used for the values of the ratio  $W/L < 1$  and in the entire range of value  $p$ .

To consider the behavior of the  $q$  near the value  $p = 1$  we go back to the case of finite number  $N$  of reflections and present the partial sum of the infinite series from (26) as follows:

$$q(p, N) = (1-p) \frac{W}{2L} \left[ 1 + \sum_1^N (2n+1)p^n \right] = \frac{W}{2L} \left[ \frac{1+p}{1-p} - pp^N \left\{ \frac{2}{1-p} + 2N + 1 \right\} \right] \quad (30)$$

In the case  $p < 1$  and  $N \rightarrow \infty$  this result obviously gives the Eq.(26). In the case if finite  $N$  and  $p$  close to unity we get the expression that demonstrate the competitive influence of number of reflections  $N$  and absorption at one reflection  $p$ :

$$q(p \approx 1, N) = \frac{W}{2L} (N+1)^2 (1-p). \quad (31)$$

This result shows, as  $p$  tends to unity, the contribution of terms with a finite number of reflections  $R_n$  decreases in comparison with the limiting value  $R_{\infty} = 1$ , which formally corresponds to an infinite number of reflections. Thus, any physical resistive process that limits the phonon mean free path will lead to the elimination of a divergence of the form (27).

Expression (30) can be used for interpolation formulae like (26)

$$q_{in}(p, N) = \left( 1 + q^{-1}(p, N) \right)^{-1} \quad (32)$$

As can be seen from Fig.3, the resulting expression practically coincides with expression (18) for various sizes of the system. Thus, we have obtained expression (19) for a finite number of reflections and use it for description of experimental data.

## CONCLUSION

In the paper we studied the stationary nonequilibrium state of the phonon system, which is provided by the interaction of phonons with the lateral boundaries of the samples. Particularly, we consider the influence on the heat flow of the phonon absorption at the boundaries and the finite number of phonon interactions with the boundaries. As the result we get the exact results for definite cases and the interpolation formulas for intermediate cases. Particularly, the exact expression (24) for heat flow in the case of absorption on the lateral boundary was derived and the simple interpolation formula (28) was proposed. For the case of finite number of reflections the general expression (30) was presented and an analytical approximated formula (32) was derived. The comparison of numerical calculations

by exact expressions with analytical interpolation formulae was carried out and demonstrated good agreement.

#### REFERENCES

1. A. Ramiere, S. Volz, J. Amrit. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 49, 11, 8 (2016). doi:[10.1088/0022-3727/49/11/115306](https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/11/115306)
2. H.B.G. Casimir. *Physica*, 5, 6, 495 (1938). [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(38\)80162-2](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(38)80162-2)
3. T. Klitsner, J.E. VanCleve, H.E. Fischer, R.O. Pohl. *Physical Review B*, 38, 11, 7576 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.38.7576>
4. H.J. Maris. *Phys. Rev. B*, 85, 5, 054304, (2012). doi: [10.1103/PhysRevB.85.054304](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.054304)
5. J. Amrit, K. Nemchenko, and T. Vikhtinskaya. *J. Appl. Phys.*, 129, 8, 085105, (2021). <https://doi.org/10.1063/5.0036935>

PACS: 41.20.Gz, 07.55.Nk, 07.20.Mc

UDC: 537.622.4: 537.621.31+621.317.421.2

## Cooled ferromagnetic shield as a part hybrid system for isolation of a flux qubit from electromagnetic environment

O.G. Turutanov<sup>1</sup>, V.Yu. Lyakhno<sup>1</sup>, A.P. Boichenko<sup>1</sup>, A.P. Shapovalov<sup>2,3</sup>,  
A.A. Kalenyuk<sup>2,3</sup>, I.A. Martynenko<sup>2,3</sup>

[turutanov@ilt.kharkov.ua](mailto:turutanov@ilt.kharkov.ua)

<sup>1</sup>*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, National Academy of Sciences of Ukraine, 47 Nauky Avenue, Kharkiv 61103, Ukraine*

<sup>2</sup>*G.V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 36 Academician Vernadsky Boulevard, Kyiv 03142, Ukraine*

<sup>3</sup>*Kiev Academic University, 36 Academician Vernadsky Boulevard, Kiev 03142, Ukraine*

ORCID: [0000-0002-8673-136X](https://orcid.org/0000-0002-8673-136X), [0000-0002-2543-1240](https://orcid.org/0000-0002-2543-1240), [0000-0002-2444-2052](https://orcid.org/0000-0002-2444-2052), [0000-0002-2181-9416](https://orcid.org/0000-0002-2181-9416), [0000-0002-7212-434X](https://orcid.org/0000-0002-7212-434X)

DOI: 10.26565/2222-5617-2021-35-03

Currently, circuits for quantum informatics, communications and measuring equipment containing superconducting flux qubits in a planar design are being created by quantum engineering techniques. To function, such structures must be cooled in a refrigerator down to about 10 mK. The flux qubits have linear size of superconducting circuit of some tens of micrometers and are very sensitive to external magnetic fields and their variations. The qubit built in the gradiometer-like design has reduced sensitivity to external uniform magnetic fields, but remains quite sensitive to their variations. To protect the qubit from unwanted external magnetic fields, which include the Earth's field, man-made fields, and residual magnetic fields of the cryostat parts, it is necessary to create efficient magnetic shields. Earlier, we proposed a scheme for a single-photon microwave counter, in which a planar flux qubit in a gradiometer version serves as the receiving element. To let it function properly, a 3-layer hybrid magnetic shield composed of two superconducting and one ferromagnetic cylinders, has been designed for installation in a dilution refrigerator at 10 mK temperature. The effectiveness of such a shield depends on the correct design of all three shells. This paper presents the results of calculation and magnetic measurements of a cylindrical ferromagnetic screen made of low-temperature permalloy Cryoperm 10 in dc and low-frequency alternating magnetic fields. Cryoperm 10 keeps high magnetic permeability at liquid helium temperatures and below. It is shown that this shield is able of reducing the absolute value of the magnetic field and its variations by 55-70 dB. Together with superconducting lead magnetic shields, this design will reduce the absolute value of the field by 70 dB, and the field variation by 200 dB, which will provide the necessary conditions for the operation of a single-photon counter based on a flux qubit.

**Keywords:** magnetic shielding, ferromagnetic shield, low temperatures, permalloy, Cryoperm, flux qubit, electromagnetic environment

## Охолоджуваний феромагнітний екран як частина гібридної системи ізоляції надпровідникового потокового кубіту від електромагнітного оточення

О.Г. Турутанов<sup>1</sup>, В.Ю. Ляхно<sup>1</sup>, А.П. Бойченко<sup>1</sup>, А.П. Шаповалов<sup>2,3</sup>,  
О.А. Каленюк<sup>2,3</sup>, І.О. Мартиненко<sup>2,3</sup>



Наразі квантові схеми для квантової інформатики, комунікаційного та вимірювального обладнання, що містить надпровідні потокові кубіти в планарному дизайні створюються методами квантової інженерії. Для нормальної роботи такі конструкції мають бути охолодженими у рефрижераторах розчинення до температури близько 10 мК. Поточкові кубіти мають лінійні розміри надпровідного контуру в кілька десятків мікрометрів і дуже чутливі до зовнішніх магнітних полів і їх варіацій. Кубіт, що побудований за градієнтнометричною схемою, має знижену чутливість до зовнішніх однорідних магнітних полів, але збережує досить велику чутливість до їх варіацій. Для захисту кубіта від небажаних зовнішніх магнітних полів, включаючи поле Землі, рукотворні поля і залишкові магнітні поля в конструкції криостата, необхідно створити ефективні магнітні екрани. Раніше ми запропонували схему однофотонного лічильника мікрохвильового діапазону, в якій прийнятним елементом є планарний потоковий кубіт в градієнтнометричному виконанні. Для забезпечення його роботи був розроблений тришаровий гібридний магнітний екран, що складається з двох надпровідних і одного феромагнітного циліндрів та призначений для установки в рефрижератору розчинення при температурі близько 10 мК. Ефективність такого екрану залежить від правильної конструкції всіх трьох оболонок. У даній роботі представлені результати розрахунку і магнітних вимірювань в постійних і низькочастотних змінних магнітних полях циліндричного феромагнітного екрану з низькотемпературного пермалюю Стуроретт G10, який підтримує високу магнітну проникність при температурах рідкого гелію і нижче. Показано, що він здатний зменшити абсолютне значення поля і його варіації на 55-70 дБ. Разом з надпровідними свинцевими магнітними екранами ця конструкція дозволить знизити абсолютне значення магнітного поля на 70 дБ, а варіації поля на 200 дБ, що забезпечить необхідні умови для роботи однофотонного лічильника на основі потокового кубіту.

**Ключові слова:** магнітне екранування, феромагнітний екран, низькі температури, пермалой, Стуроретт, потоковий кубіт, електромагнітне оточення

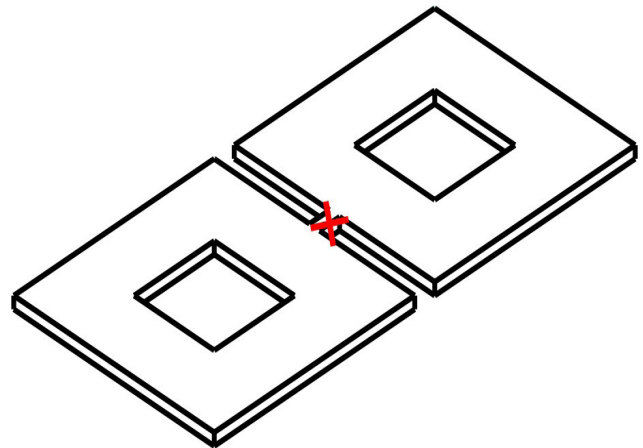
## INTRODUCTION

The rapid development of quantum informatics and quantum engineering requires the creation, by means of modern lithographic technologies, of the key elements of quantum circuits - qubits [1] to provide their stable operation. Superconducting qubits are often called “artificial macroscopic atoms”, since they, having macroscopic dimensions of tens and hundreds of micrometers, obey quantum laws and have a discrete energy spectrum. One of the most common types of superconducting qubits is the flux qubit, which consists of one or three Josephson junctions incorporated in a superconducting loop. A single-Josephson-contact qubit is topologically similar to an RF SQUID loop (superconducting quantum interferometer device). The state of such a qubit is determined by the magnitude of the magnetic flux penetrating the loop. The energy levels of the qubit are extremely sensitive to changes in the external magnetic flux at a level of  $0.001\Phi_0$ , where  $\Phi_0 = h/2e \approx 2.07 \cdot 10^{-15}$  Wb is the superconducting magnetic flux quantum ( $h$  is Planck’s constant,  $e$  is the electron charge). Thus, to let the qubit exhibit its quantum behavior, it is necessary, in addition to low temperatures  $\sim 10$  mK, to provide low enough and stable magnetic fields, i.e. the question arises of the magnetic shielding and, generally speaking, of the isolation of the qubit from the electromagnetic environment [2].

Earlier, we proposed [3] a scheme for a single-photon counter in the microwave range based on a flux qubit. In this design, the qubit is manufactured in the form of a planar gradiometer (Fig. 1) with the loop area of  $80 \times (80+80)$   $\mu\text{m}$ .

This solution significantly reduces the influence of uniform magnetic fields, but the suppression of spatial variations (gradient) of the magnetic field remains an important issue.

The main methods of passive reduction of the magnetic field in a certain space region are the use of ferromagnetic and superconducting shields.



*Fig. 1. Configuration of a planar (thin film) superconducting flux qubit with one Josephson contact (RF SQUID configuration), made in the form of a gradiometer.*

Theoretically, superconducting shields could have an extremely high shielding factor of up to  $10^{43}$  (a completely closed superconducting sphere) due to the Meissner-Ochsenfeld effect (pushing out the magnetic flux from the superconductor volume). However, in most cases, they are cylindrical in shape, have holes for the input electric lines and, when cooled, can capture and even concentrate the magnetic flux due to inhomogeneities

of the superconducting material and improper cooling procedure. Therefore, the attenuation coefficients of the longitudinal and transverse fields do not exceed 1000 and several tens, correspondingly [5]. Superconducting shields have no equal in unique experiments on obtaining the ultimate magnetic vacuum [4], but in practical applications [6] it is advisable to combine them [7] with shields made of ferromagnetic materials that concentrate the magnetic field in their volume. Coaxially located ferromagnetic and superconducting screens not only have a higher magnetic field attenuation coefficient than taken alone, but also significantly reduce the spatial field variations. In subtle experiments with superconducting interferometers and qubits during quantum measurements, this is of decisive importance, along with careful filtering of the input circuits, and provide necessary isolation of the quantum object from the electromagnetic environment [2].

For the single microwave photon counter proposed by us [3] which is based on a flux qubit, a hybrid shield is developed [8], consisting of alternating layers of superconducting and ferromagnetic cylindrical shells. This paper presents the calculation and the data of magnetic measurements of a low-temperature ferromagnetic shield, which, in the design described above, is to be placed between two superconducting lead shells.

#### SAMPLE AND MEASURING TECHNIQUES

The ferromagnetic shell-under-test was a cylinder with a bottom, with the length of 115 mm, inner diameter of 26.5 mm and the wall thickness of 1 mm, made of low-temperature permalloy Cryoperm® 10 from Vacuumschmelze (Germany). The choice of the material is dictated by the fact that the magnetic permeability in low-temperature permalloy (including Cryoperm® 10) increases when lowering the temperature due to a special heat treatment, while for ordinary permalloy 79NM, 80NM it drops sharply.

According to the information from website of MuShield company [9], “Cryoperm is a soft magnetic nickel-iron alloy with about 80 % nickel, 4.2 – 5.2 % molybdenum, a saturation induction of approx. 8000 Gauss, the highest technically obtainable permeability, (Max > 350,000) and a very low coercive force. Cryoperm exhibits very high permeability at very low induction, yielding superior magnetic shielding attenuation of low flux density magnetic fields. In addition, Cryoperm is the magnetic shielding alloy of choice for cryogenic applications. Cryoperm exhibits very high permeability at 4.2 – 10 degrees Kelvin.”

The magnetic field was measured using an MF-20 fluxgate magnetometer with sensors of the longitudinal and transverse field components. The maximum and minimum measurement limits of the magnetometer were 20 G and 2 mG, correspondingly, with a measurement error of 0.2 mG.

The device has an analog voltage output, which was used to control the field amplitude with an S1-83 oscilloscope when measuring in low-frequency alternating fields. The dc and ac fields were created by a 300 Oe/A solenoid, powered by a direct current source or sinusoidal voltage from the 600-ohm output of the G6-33 generator. Measurements with the solenoid were made in a two-layer permalloy screen with a diameter of 200 mm and a height of 740 mm and attenuation factor for the Earth’s field of at least 1000 (the measured residual field is less than the measurement error of the magnetometer). The shield-under-test was oriented vertically during measurements; the magnetometer sensor was located on a nonmagnetic rod made of fiberglass and moved using a screw feed with a graduation of 0.02 mm.

#### CALCULATIONS

The calculation procedure, based on the magnetostatic approach, of a finite-length cylindrical ferromagnetic shell, made of a high magnetic permeability material, is briefly summarized in [10]. For a cylindrical shield of finite length with a bottom, the attenuation coefficient  $S$  of the external field  $H_0$  perpendicular to the cylinder axis is expressed by the formula

$$S = H_0 / H_i \approx (4NS_0 + 1) / (1 + D / 2L),$$

where  $H_0$  is the field intensity outside,  $H_i$  is the field intensity inside, at the center of the shield,  $S_0$  is the shielding factor for a cylinder of infinite length with axis perpendicular to the field,  $S_0 = \mu d / D$  for  $\mu \gg 1$ ,  $d \ll D$ , and  $\mu d / D \gg 1$  ( $d$  is thickness of the wall of the shield,  $D$  is diameter of the shield, and  $N$  is the demagnetizing factor of an ellipsoid with the dimensional ratio  $p = L / D$  ( $L$  is length,  $D$  is diameter of the shield):

$$N = [1 / (p^2 - 1)] \{ p / (p^2 - 1)^{1/2} \ln[p + (p^2 - 1)^{1/2}] - 1 \}$$

Note that the attenuation factor  $S$  is calculated at the center of the cylinder open at both ends. The field value decreases exponentially inside the cylinder along its axis [10, 11] with increasing distance from the open ends, until it reaches a minimum value. Due to the bottom, the required length of the cylindrical shell can be reduced by almost half, but close to the bottom the field increases again.

Given the parameters of our shield  $D=26.5$  mm,  $L=115$  mm,  $d=1$  mm, the maximum permeability value for permalloy [9]  $\mu=350000$ , we get:

$$p = L / D = 115 / 26.5 \approx 4.34, \quad D / 2L \approx 0.23,$$

$$S_0 = 350000 \cdot 1 / 26.5 \approx 13200, \quad N \approx 0.069$$

and, thus, the upper estimate for the shielding factor for the transverse field is  $S \approx 2960$ . According to the nomographic chart [10], the shielding factor for the longitudinal field should be 4 times less.

**RESULTS AND DISCUSSION**

Fig. 2 shows the axial (vertical) and transverse (horizontal) components of the Earth’s magnetic field, weakened by the shield-under-test, vs. the depth coordinate of the sensor inside the shield. The coordinate is measured from the edge at the open end. The inclination of the Earth’s magnetic field in this place was about 55°. If not taking into account the strong field distortion near the open end, due to which the field at the opening is approximately 2 times greater than the external one, the field attenuates by an exponential law with the depth in accordance with [10,11]. The plateau is due to two reasons, the sensitivity limit of the magnetometer and a small residual magnetization of the shield (about 0.2-0.3 Oe).

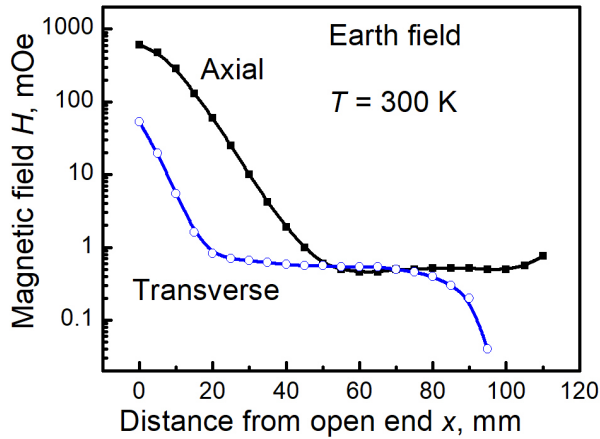


Fig. 2. Axial and transverse components of the magnetic field inside a cylindrical shield with a bottom vs. the distance from the open end. The bottom is at a distance of 115 mm. The details are in the text.

Since the cryostat, into which the shield should be placed, may have some residual magnetization of structural materials, we checked the attenuation of the external field as a function of its value  $H_{ext}$ . Fig. 3 shows the attenuation of the external longitudinal (axial) field  $K_A = H_{in} / H_{ext}$  vs. the immersion depth  $x$  into the shield, normalized to the cylinder diameter  $2r$ . It can be seen that these values are the same within the specified fields. The discrepancy in the plateau region is caused by the sensitivity limitation of the magnetometer. Note that there is a strong distortion and concentration of the external magnetic field close to the opening, so the “attenuation” is greater than unity.

To check the operation of the shield at low temperatures, the same dependence of the field attenuation at room temperature and at liquid nitrogen temperature was measured (Fig. 4). The magnetometer sensor was protected by non-magnetic thermal insulation. It can be

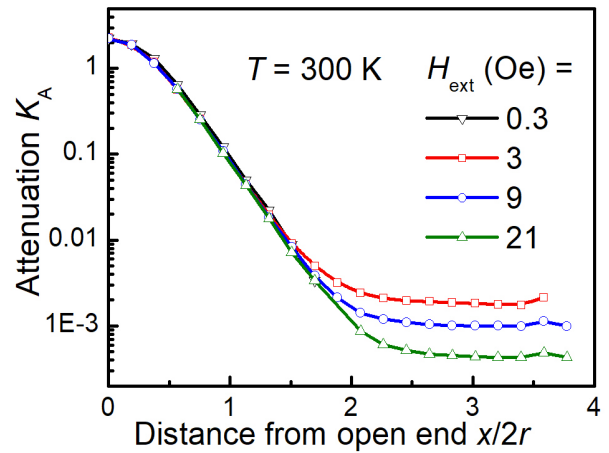


Fig. 3. Attenuation  $K_A$  of the axial component of the magnetic field inside a cylindrical shield with a bottom vs. the distance from the open end  $x$  normalized to the diameter  $2r$  in various external fields. The external field is created by a solenoid. The details are in the text.

seen from Fig. 4 that the shielding properties improve by about a factor of 2 when cooled to 77 K deep inside the screen, which is in good agreement with the increase in the magnetic permeability of Cryoperm® 10 from 25,000 to 50,000 at 77 K [9] (Fig. 5).

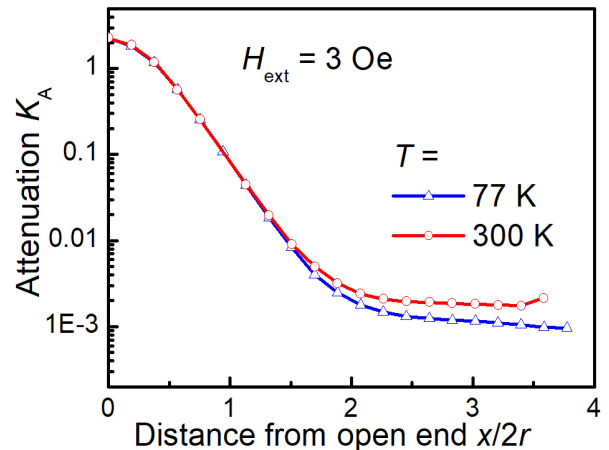


Fig. 4. Attenuation  $K_A$  of the axial component of the magnetic field inside the shield vs. the distance from the open end for various temperatures.

Although the fluxgate magnetometer is designed to measure dc and slowly changing fields, we made an attempt to evaluate the change in the shielding properties of the tested permalloy cylinder when it is placed in a low-frequency ac magnetic field. Fig. 6 shows comparison of the attenuation factors of the amplitude of an external ac sinusoidal field for “almost” stationary field (frequency 1 Hz) and industrial frequency (55 Hz) field in a shield cooled down to the temperature of liquid nitrogen. Despite the low measurement accuracy, the tendency of improving the shielding with frequency rise is well pronounced. This trend is consistent with the results of measurements on

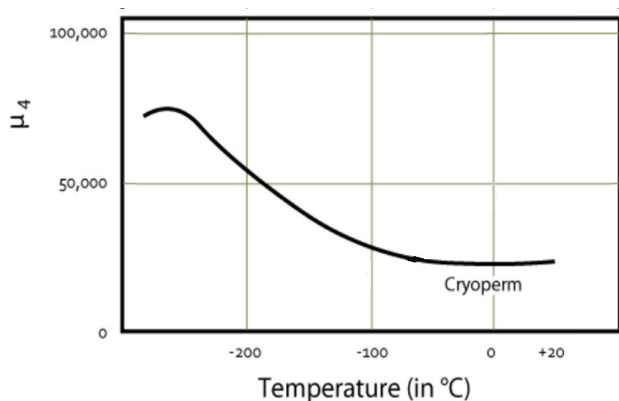


Fig. 5. Magnetic permeability of Cryoperm® 10 vs. temperature. Adapted from the site [9].

another permalloy, Mumetall, at higher frequencies [11]. We will continue frequency measurements of the shield in further works at higher frequencies using another method.

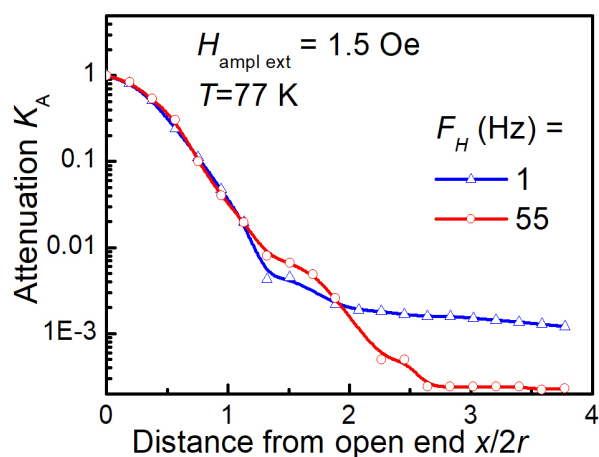


Fig. 6. Attenuation of the amplitude of the longitudinal component of the ac magnetic field inside the shield vs. the distance from the open end at various low frequencies and temperature 77 K.

Summarizing, we can say that the measured shielding factors  $1/K_A \approx 600 - 4000$ , which corresponds in logarithmic units to  $\sim 55-70$  dB, are consistent with the estimation, taking into account the large spread and temperature dependence of the magnetic permeability of the cryogenic permalloy. These values are quite acceptable for constructing a hybrid three-layer screen, including two more superconducting shells, and for creating the necessary attenuation of the absolute value of the magnetic field and its variations in the region where the superconducting flux qubit is to be placed.

## CONCLUSIONS

1. The attenuation factors for external dc and ac low-frequency magnetic fields of various magnitudes were experimentally measured inside a cylindrical shield with a bottom, made of cryogenic permalloy Cryoperm 10, at room and liquid nitrogen temperatures. The Cryoperm shell will

be the part of a hybrid three-layer shield to protect (isolate) the superconducting flux qubit from the electromagnetic environment during quantum measurements in order to build a single microwave photon counter.

2. The maximum attenuation factors deep inside the shield for an external longitudinal field of 0.3–20 Oe are in the range of 600–4000, or 55–70 dB, which is quite sufficient for solving the indicated problem.

## ACKNOWLEDGEMENTS

This work was carried out within the framework of the project SPS G5796 funded by the NATO and National Academy of Sciences of Ukraine, and the Project No. 0121U110046 funded by the Applied Research Programme of the Ministry of Education and Science of Ukraine.

## REFERENCES

1. S.N. Shevchenko. Mesoscopic Physics meets Quantum Engineering. Singapore, World Scientific (2019). <https://doi.org/10.1142/11310>
2. V.I. Shnyrkov, A.M. Korolev, O.G. Turutanov, V.M. Shulga, V.Yu. Lyakhno, V.V. Serebrovsky. Low Temp. Phys., 41, 867 (2015). <https://doi.org/10.1063/1.4935839>
3. V.I. Shnyrkov, Wu Yangcao, A.A. Soroka, O.G. Turutanov and V.Yu. Lyakhno, Low Temp. Phys., 44, 213 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5024538>
4. B. Cabrera, F.J. van Kann, Acta Astronautica, 5, 125 (1978). [https://doi.org/10.1016/0094-5765\(78\)90041-3](https://doi.org/10.1016/0094-5765(78)90041-3)
5. S.I. Bondarenko, V. I. Sheremet. Primenenie sverkhprovodimosti v magnitnykh izmereniyakh (Application of superconductivity in magnetic measurements). Energoatomizdat, Leningrad (USSR) (1982), p.64 [in Russian].
6. A. P. Shapovalov, V. E. Shaternik, O. G. Turutanov, O. Yu. Suvorov, A. A. Kalenyuk, V. Yu. Lyakhno, U. Yilmaz, P. Febvre, V. I. Shnyrkov. Appl. Nanoscience, 10, 2843 (2020). <https://doi.org/10.1007/s13204-020-01254-9>
7. D. Irisawa, K. Imai, K. Shintomi, A. Yahara, H. Matsubara. Electr Eng Jpn., 207, 3 (2019). <https://doi.org/10.1002/ej.23195>
8. V.Yu. Lyakhno, O.G. Turutanov, A.P. Boichenko, A.P. Shapovalov, A.A. Kalenyuk, V.I. Shnyrkov. Low Temp. Phys. 48(3) (2022) (in press)
9. MuShield® website. <https://www.mushield.com/material-sales/cryoperm/> (Accessed Nov. 14, 2021)
10. A. Mager, J. Appl. Phys. 39, 1914 (1968). <https://doi.org/10.1063/1.1656455>
11. A. Mager, Frequenz, 22(1) 24 (1968) (in German). <https://doi.org/10.1515/FREQ.1968.22.1.24>

PACS: 05.45.Xt, 74.50.+r, 85.25.Cp  
UDC: 538.945

## Emission from Josephson junctions with Gaussian distribution of critical currents

A.M. Grib

*Physics Department, Kharkiv V. N. Karazin National University, Svobody sq. 4, 61022, Kharkiv, Ukraine*

ORCID: [0000-0001-5772-9861](https://orcid.org/0000-0001-5772-9861)

DOI: 10.26565/2222-5617-2021-35-04

The model which allows to obtain the spectrum of emission of systems of Josephson junctions with the inhomogeneous distributions of critical currents along junctions is developed. With the use of this model we study electrical properties of systems in which junctions have the Gaussian distributions of critical currents. In particular, IV-characteristics and power of emission from inhomogeneous junctions with dimensions smaller than the Josephson depth of penetration of magnetic field have been investigated. We showed that for such junctions the dependence of emitted power on voltage (i.e. the spectrum of emission) had maxima at voltages corresponded to Fiske steps in the whole range of voltages, though in the IV-characteristics particularities (nuclei of zero-field steps) were not seen and they could be revealed only in derivatives of these curves. The comparison of our results with similar results which we obtained earlier for long junctions allows to suppose that the investigated mechanism of the formation of zero-field steps is general and it is valid for both long and short junctions. We investigated the averaged on random realizations height of some maximum of emitted power at different values of the Gaussian standard deviation of critical currents and found the square dependence of this height on the dimensionless parameter which characterizes the standard deviation. This result was in agreement with the theory of zero-field steps. We also considered electrical properties and power of emission from the stack of two long interacting with each other Josephson junctions in magnetic field. Each of the junctions had small (about  $10^{-3}$  %) Gaussian distribution of critical currents. We found that if magnetic field was absent then there were only normal modes in the system (namely, the in-phase mode and the anti-phase mode). Zero-field steps were formed at voltages corresponded to the split even Fiske step. There were only normal modes in the system also when the relation of magnetic field to the value of the magnetic field at which the critical current becomes zero was more than 0.6. When this relation was smaller, other modes existed as well. We supposed that some normal modes could be destroyed because due to magnetic field standing waves were formed at both odd and even Fiske steps, so some modes could be locked with standing waves.

**Keywords:** Josephson junctions, power of emission, zero-field steps, Fiske steps.

## Емісія контактів Джозефсона з гаусовим розподілом критичних струмів

О.М. Грив

*<sup>1</sup>Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, Україна, 61022, м. Харків, пл. Свободи, 4*

Розроблена модель, яка дозволяє отримувати спектри емісії систем з контактами Джозефсона з неоднорідним розподілом критичних струмів вздовж контактів. За допомогою цієї моделі вивчено електричні властивості систем, в яких контакти мають гаусів розподіл критичних струмів. Зокрема, досліджені вольт-амперні характеристики та потужність випромінювання від неоднорідних контактів, розміри яких менші за джозефсонівську глибину проникнення магнітного поля. Показано, що в таких контактах залежності потужності випромінювання від напруги (тобто, спектри емісії) мають максимуми при напругах,

які відповідають сходинкам Фіске, в усьому діапазоні напруги, хоча на вольт-амперній характеристиці особливості (зародки сходинки Фіске) слабо проявлені, і можуть бути виявлені тільки на похідних цих кривих. Порівняння отриманих результатів з подібними результатами, які були раніше розраховані для довгих контактів, дозволяє припустити, що досліджений механізм формування сходинки нульового поля є загальним, і що він діє як у довгих, так і в коротких контактах. Досліджено усереднену по реалізаціям висоту одного з максимумів потужності випромінювання при різних значеннях гаусівського стандартного відхилення критичних струмів. Знайдено квадратичну залежність цієї висоти від безрозмірного параметру, який пропорціональний стандартному відхиленню. Цей результат узгоджується з теорією сходинки нульового поля. Розглянуто також електричні властивості та потужність емісії пачки з двох довгих контактів Джозефсона, які взаємодіяли один з одним та знаходилися у магнітному полі. Кожний контакт мав невеликий (порядку 10-3 %) гаусівський розподіл критичних струмів. Знайдено, що при відсутності магнітного поля в системі є тільки нормальні моди електромагнітних коливань, (а саме, синфазна та протифазна моди). Сходинки нульового поля були сформовані при напругах розщепленої парної сходинки Фіске. Тільки нормальні моди спостерігаються в системі тоді, коли відношення магнітного поля до тієї величини поля, при якій критичний струм дорівнює нулю, перевищувало величину 0,6. Коли це відношення ставало меншим, було виявлено існування інших мод. Ми вважаємо, що деякі нормальні моди могли бути зруйновані, тому що завдяки магнітному полю формувалися стоячі хвилі на сходинках Фіске, і деякі моди зчепилися зі стоячими хвилями.

**Ключові слова:** контакти Джозефсона, потужність емісії, сходинки нульового поля, сходинки Фіске

### INTRODUCTION.

The spectrum of emission from Josephson junctions and systems containing junctions is very informative for fundamental investigations of phase dynamics. It can be obtained by means of the measurement of the emitted power at different averaged voltages over the junction. According to the Josephson relation  $n=V/F_0$  between the frequency  $n$  and the averaged voltage  $V$  ( $F_0$  is the quantum of magnetic flux), one can obtain the dependence of emitted power on the frequency. One can also calculate such a spectrum for the model system and compare it with the experiment. Such calculations become actual recently because of investigations of the coherent emission from high-temperature superconductors which reveal the intrinsic Josephson effect [1-3]. Strong coherent emission without applied magnetic field was observed at resonant steps of IV-characteristic of mesa-structures made of these superconductors. Obviously, such an effect relates to emission at so-called zero-field steps [1, 4]. Zero-field steps appear in IV-characteristics in the absence of external magnetic field if there is random spread or some distribution of critical currents along the junction. If two adjacent segments of the junction have different critical currents, the circulation screening ac current appears between these segments. This current produces additional high-frequency voltages across segments, and due to the interaction between adjacent segments, this excitation propagates along the junction. If the magnetic field is applied to the junction, positions of the current steps (the so-called Fiske steps) in the IV-characteristic are determined by the well-known expression [5, 6]:

$$V_p = \frac{\Phi_0 \bar{c} p}{2D}, p=1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

where  $D$  is the length of the junction and  $\bar{c}$  is the velocity of light in the junction. For zero-field steps the value of  $p$  can be only even ( $p=2, 4, 6, \dots$ ). Such choice of the even integer number is connected with the specific mechanism of the movement of electromagnetic excitations in the junction. Electromagnetic excitations which produce zero-field steps

in long junctions are not standing electromagnetic waves but Josephson vortices which move along the junctions and are reflected at ends of junctions (the so-called Fulton-Dynes mechanism of the movement [5]). However, in some cases zero-field steps can be caused by standing waves like usual Fiske steps. It was obtained theoretically for the specific kind of the random distribution of critical currents with the exponential autocorrelation function that the height of the dc current step (the zero-field step) in the limit of the small quality factor at any resonant frequency is proportional to the square of the relative amplitude of fluctuations [7]:

$$I_p = \frac{1}{2} I_c z_p \gamma_1^2, \quad (2)$$

where  $I_c$  is the averaged critical current,  $\gamma_1 = I_p / I_c$  with  $I_p$  is the amplitude of the fluctuation of the critical current,  $z_p = \frac{Q_p}{\pi^2 p^2} \left( \frac{D}{\lambda_J} \right)$ ,  $Q_p$  is the quality factor and  $\langle \lambda_J \rangle$  is the averaged Josephson length of the penetration of magnetic flux. In the present paper by means of the analyze of the calculated spectrum of emission we check the validity of this expression for the short ( $D < \lambda_J$ ) junction with the Gaussian distribution of critical currents (namely, we check the proportionality  $P \sim I_p^2 \gamma^2$ , where  $P$  is the emission power and  $\gamma$  is the dimensionless value which is proportional to the standard deviation). We also consider the stack of two inductively interacting long junctions with the Gaussian distribution of critical currents in applied magnetic field (we use dimensional units of the normalized magnetic flux  $\frac{\Phi}{\Phi_0}$  instead of magnetic field). By means of the analyzes of the spectrum of emission we show that the pure normal modes (namely, the in-phase mode and the anti-phase mode) in such a system exist only when there is strong magnetic flux through the system or when the magnetic flux through the system is equal to zero. When the magnetic flux is small, there appears some amount of modes of electromagnetic waves like those in the non-interacting (autonomous) junctions.

### The model of the junction

The main idea of our calculations of the emission power is to present the short Josephson junction with the inhomogeneous distribution of critical currents as a set of segments with the homogeneous critical current for each of the segments. For this we can use the model which we used earlier for the description of long Josephson junctions [8-10]. Therefore, here we provide only the very short description of the model. We divide the junction to  $n$  segments. Each of the  $k=1, 2, \dots, n$  segments has the critical current  $I_{ck}$ , the resistance  $R_k$  and the capacitance  $C_k$  (we assume  $C_k=C$  for all  $k$ ). Critical currents  $I_{ck}$  have random values with some standard deviation. The characteristic voltage for all segments is equal to  $V_c=I_{ck} \times R_k$ , so values of resistances of segments are equal to  $R_k=V_c/I_{ck}$ . Upper superconducting electrodes of neighbor segments of the junction are connected with each other and form the upper superconducting electrode. Similarly, lower electrodes of neighbor segments are connected with each other and form the lower superconducting electrode. Each loop between segments has the inductance  $L$ , so the total inductance of the junction is  $(n-1) \times L$ . The condition of the propagation of electromagnetic waves along the junction is  $\bar{c} = \xi/\sqrt{LC}$  with  $\bar{c}$  is the velocity of light in the junction and  $\xi$  is the length of the segment. Each of the segments is fed by a dc bias current  $I_b$ , so the total bias current through the junction is  $I=n \times I_b$ . Currents between loops of neighbor segments with indices  $k$  and  $k+1$  are equal to  $I_{k,k+1}$ . For the boundary conditions one adds usually one fictive loops at both ends of the junction. These loops does not contain segments of the junction but have resistances, capacitances and inductances which define currents at ends. For boundary conditions of the transmission lines with open ends parameters of the circuits should satisfy conditions of the impedance of vacuum (about 300 Ohm). Then dynamic equations for phase differences  $\varphi_k$  across segments, conditions of the conservation of magnetic flux and boundary conditions are as follows:

$$\begin{aligned} & \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \frac{d^2 \varphi_k}{dt^2} + \frac{\Phi_0}{2\pi R_k} \frac{d\varphi_k}{dt} + \\ & + I_{ck} \sin(\varphi_k) = I_b - I_{k-1,k} + I_{k,k+1}, \\ & k = 2 \dots n - 1, \end{aligned} \quad (3)$$

$$I_{k-1,k} = -\frac{1}{L}(\varphi_{k-1} - \varphi_k), k = 2, \dots, n, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \frac{d^2 \varphi_1}{dt^2} + \frac{\Phi_0}{2\pi R_1} \frac{d\varphi_1}{dt} + \\ & + I_{c1} \sin(\varphi_1) = I_b - \frac{dq_a}{dt} + I_{1,2}, \\ & \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \frac{d^2 \varphi_n}{dt^2} + \frac{\Phi_0}{2\pi R_n} \frac{d\varphi_n}{dt} + \end{aligned} \quad (5)$$

$$+ I_{cn} \sin(\varphi_n) = I_b + \frac{dq_b}{dt} - I_{n-1,n}, \quad (6)$$

$$L_e \frac{d^2 q_a}{dt^2} + R_e \frac{dq_a}{dt} + \frac{q_a}{C_e} = -\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi_1}{dt}, \quad (7)$$

$$L_e \frac{d^2 q_b}{dt^2} + R_e \frac{dq_b}{dt} + \frac{q_b}{C_e} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi_n}{dt}, \quad (8)$$

where  $q_a$  and  $q_b$  are charges flowing through contours at the left and right sides of the junction, correspondingly,  $L_e$ ,  $C_e$  and  $R_e$  – the inductance, the capacitance and the resistance in the contours, correspondingly (we assume that these parameters have the same values at the left side and at the right side of the junction). Eqs. (3)-(8) were solved by the method of Runge-Kutta. Parameters of external contours were  $L_e=10^{-6}$  H,  $R_e=300$  Ohm,  $C_e=9.6 \cdot 10^{-14}$  F. The voltage across the segment is equal to  $V_k = \frac{\Phi_0}{2\pi} \left\langle \frac{d\varphi_k}{dt} \right\rangle$  with angle brackets is the averaging on time. The voltage over the whole junction is equal to  $V = \left( \frac{1}{n} \right) \sum_{k=1}^n V_k$ . The power of emission is equal to  $P = \left\langle \left[ \sum_{k=1}^n \left( \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{d\varphi_k}{dt} - V_k \right)^2 \right] \right\rangle$ . We will plot the IV-characteristic and the power of emission in normalized units  $V/V_c$  and  $P/P_c$  with  $P_c=V_c \times I_c$  and  $I_c$  is the averaged critical current of the junction, correspondingly.

## RESULTS AND DISCUSSION

### THE SHORT JUNCTION WITH THE GAUSSIAN DISORDER OF CRITICAL CURRENTS

The Josephson junction had the square form with dimensions 10x10 micrometers. It had the averaged critical current  $I_c=4 \times 10^{-4}$  A, the characteristic voltage  $2 \times 10^{-3}$  V, the averaged resistance  $R=5$  Ohm, the McCumber parameter about 90 and the quality factor about 137 at the voltage  $0.76 \times V_c$  which corresponds to the first Fiske step. The Josephson length of penetration was about  $\lambda_j \gg 2.3 \times 10^{-5}$  m, so the condition  $D < \lambda_j$  was satisfied. The junction was divided to 60 segments. The velocity of light in the junction was  $1.47 \times 10^7$  m/s.

We set the Gaussian distribution of critical currents of segments  $I_{ck}$  with the standard deviation  $\sigma = \gamma \cdot I_c$  with  $I_c$  is the averaged over all segments value of the critical current, so  $\gamma = \frac{\sigma}{I_c}$  is the dimensionless parameter which shows the relative deviation of the critical current from its averaged value  $I_c$  like the parameter  $\gamma_1$  in Eq. (2).

The example of the IV-characteristic for one of the realizations of the Gaussian distributions of critical currents with  $\gamma=0.3$  is shown in Fig. 1a. It is seen that the IV-curve does not contain any particularities. However, the dependence of the emitted power  $P$  on the normalized voltage over the junction  $V/V_c$  reveals the set of maxima. These maxima appear at voltages which correspond to

Fiske steps  $V_p = 0.76 \cdot p$  with  $p=1, 2, \dots$  (see Eq. (1)). Values of  $p$  are written above maxima in Fig. 1b. Particularities at Fiske steps are seen only in the derivative of the IV-characteristic (Fig. 1c). All found features of the IV-curves for short junctions ( $D < \lambda_j$ ) with the Gaussian spread of critical currents (namely, the existence of some “nuclei” of Fiske steps in the IV-curves and the existence of the distinct maxima of emitted power at corresponding voltages) are similar to those which were found in Ref. [11] for long inhomogeneous junctions ( $D > \lambda_j$ ). We can conclude that these features are the same for both long and short junctions.

Our method of the investigation of electrical properties of Josephson junctions with the disordered critical currents

can be applied to the check of the validity of Eq. (2) for junctions with the Gaussian disorder of critical currents. The expression (2) was obtained in Ref. [7] for the specific exponential distribution function. It is necessary to check it for the Gaussian disorder which is more common in Josephson junctions. According to Eq. (2), the height of the Fiske step is proportional to the square of the value of  $\gamma_1$  which characterized the degree of the disorder. This proportionality can be checked with the use of our method. However, straightforward calculations of heights of Fiske steps are impossible because steps are negligibly small and they only manifest themselves by means of particularities in derivatives of the IV-curves (see Fig. 1a, Fig. 1c). However, one can calculate heights of maxima of the

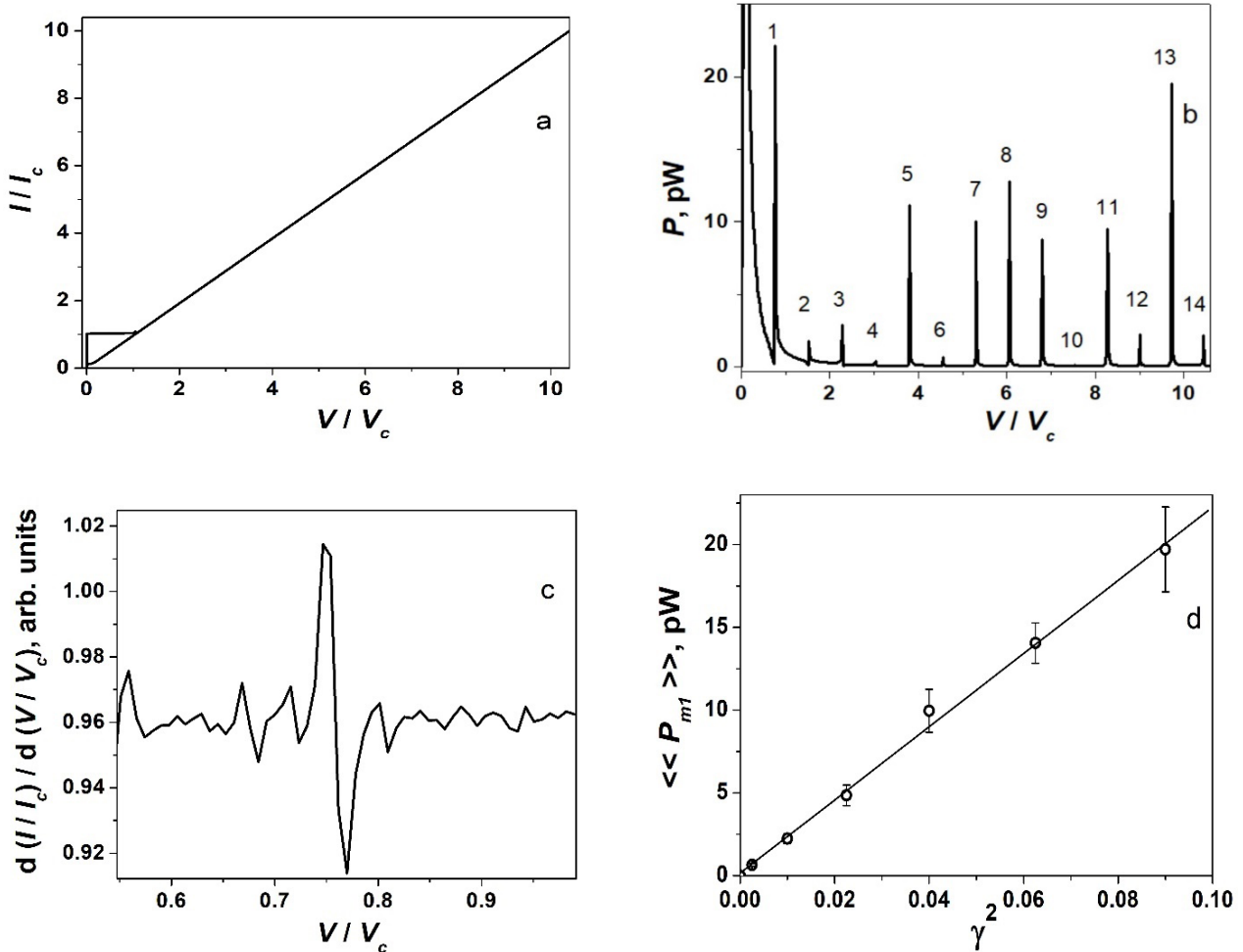


Fig. 1. (a) - the IV-characteristic of the short Josephson junction. (b) – the dependence of the emitted power on the normalized voltage over the junction. Numbers above maxima correspond to values of  $p$  for Fiske steps. (c) – the dependence of the derivative of the IV-characteristic on the normalized voltage in the vicinity of the first Fiske step at  $0.76 \times V_c$ . (d) – the dependence of the averaged over realizations maximal value of emission power at the first Fiske step  $\langle\langle P_{m1} \rangle\rangle$  on the square of the parameter  $\gamma$  which is proportional to the standard deviation (circles). The line is the approximation of data by the method of least squares.



emitted power from dependences  $P=f(V/V_c)$  (see Fig. 1b). Emitted power is proportional to the value  $I_p \times V_p$ , so the averaged over many realizations of critical currents value of maximal emitted power at the given Fiske step  $p$  is equal to  $\langle\langle P_{mp} \rangle\rangle = I_p V_p$  (the sign  $\langle\langle \dots \rangle\rangle$  means averaging on realizations). We check the dependence of this value on  $\gamma$ . We chose the maximum  $P_{m1}$  of the dependence  $P=f(V/V_c)$  at the voltage of the first Fiske step  $V_1=0.76 \times V_c$  (see Fig. 1b). We calculated this maximum for about 150-200 realizations of the Gaussian distribution of critical currents for each of the chosen values of  $\gamma$  and obtained the averaged value  $\langle\langle P_{m1} \rangle\rangle$ . Then we repeated calculations for the new value of  $\gamma$  etc. The time of calculations of the averaging over realization value  $\langle\langle P_{m1} \rangle\rangle$  for the certain value of  $\gamma$  was about 12 hours. The obtained values of  $\langle\langle P_{m1} \rangle\rangle$  are plotted against values of  $\gamma^2$  in Fig. 1d. It is seen that the

dependence  $\langle\langle P_{m1} \rangle\rangle = f(\gamma^2)$  is linear. Thus, we proved that  $\langle\langle P_{m1} \rangle\rangle \sim \gamma^2$  that is agreement with Eq. (2).

### STACK OF TWO JUNCTIONS WITH THE GAUSSIAN DISTRIBUTION OF CRITICAL CURRENTS IN MAGNETIC FIELD

The second application of the developed approach of the spectrum of emission is the calculation of resonant steps in the stack of two long Josephson junctions with the inductive interaction between junctions. This interaction is characterized by the coefficient  $\alpha$  that is the relation of the mutual inductance of two neighbor superconducting layers to their self-inductance. It was shown that each of the Fiske steps at the voltage  $V_n$  in such a system is split to two steps at the voltage  $V_{p,\alpha} = \frac{V_p}{\sqrt{1+\alpha}}$  which corresponds

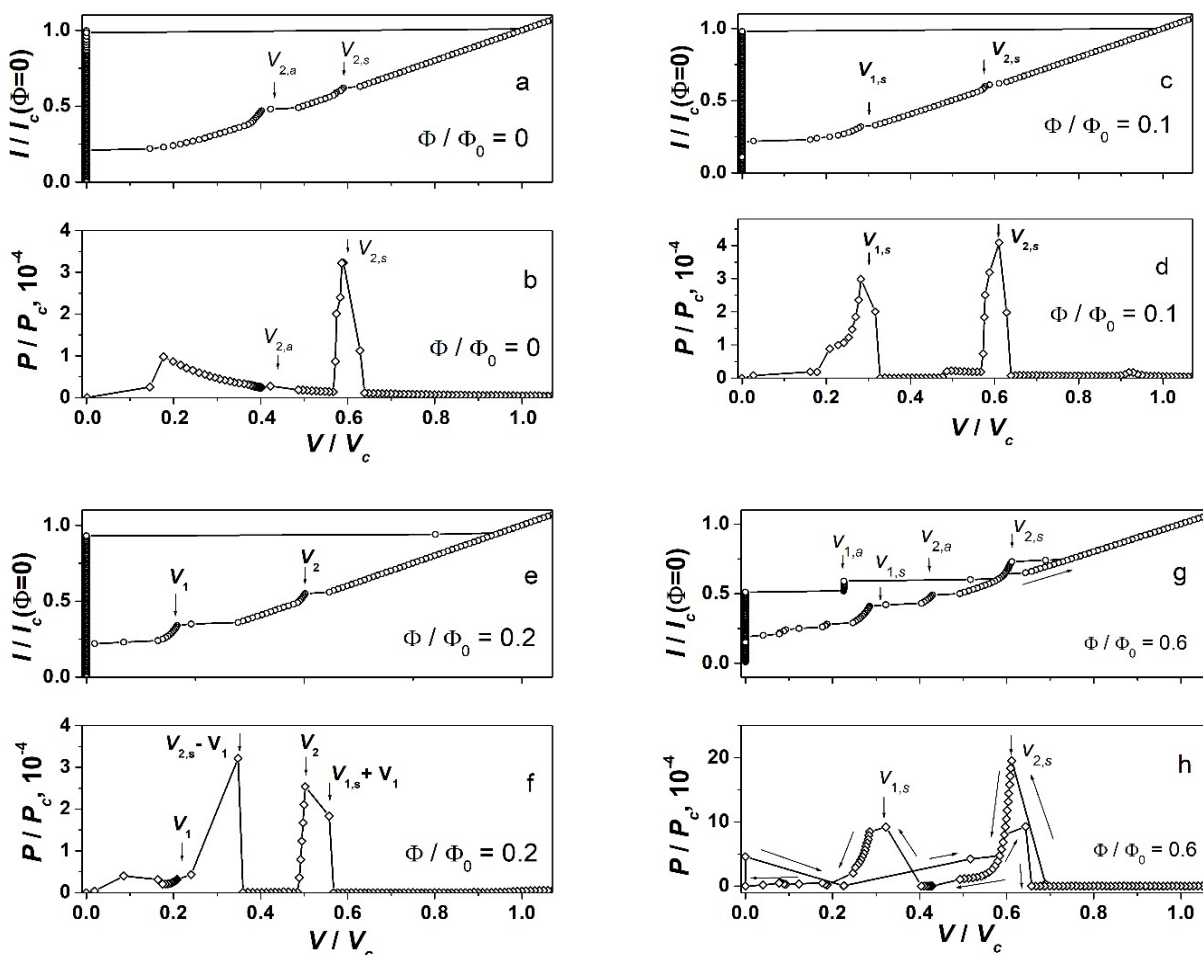


Fig. 2. (a), (b) -IV-characteristics of the stack of two Josephson junctions for  $\Phi = 0$  (upper layer) and the dependence of power of emission on normalized voltage (lower layer). Arrows show positions of split Fiske steps. Corresponding normalized voltages of split Fiske steps are written above arrows. (c), (d) – the same for  $\Phi = 0.1 \cdot \Phi_0$ . (e), (f) – the same for  $\Phi = 0.2 \cdot \Phi_0$ , (g), (h) – the same for  $\Phi = 0.6 \cdot \Phi_0$ . Long arrows show the increase and the decrease of the bias current.

to the Fiske step for the anti-phase mode and the voltage  $V_{p,s} = \frac{V_p}{\sqrt{1-\alpha}}$  which corresponds to the Fiske step for the in-phase mode. If the distribution of critical currents in the long junctions ( $D > 2\lambda_j$ ) is inhomogeneous, the so-called zero-field steps appear in the IV-characteristic without applied magnetic field.

For the obtaining of the IV-characteristics and the dependence of emitted power on voltage (the emission spectrum) we used the model of two long junctions [10]. In the following consideration we will use the normalized values of magnetic flux through the loop between adjacent segments  $\frac{\Phi}{\Phi_0}$  as a measure of magnetic field. Further we will also discuss values of magnetic field obtained from data of magnetic flux.

Each of two junctions had the length  $D=6 \times 10^{-5}$  m, the width  $3 \times 10^{-4}$  m and the thickness  $10^{-8}$  m. The averaged critical current of each of the junctions was  $I_c=1.447 \times 10^{-3}$  A, and the characteristic voltage was  $V_c=4.2 \times 10^{-3}$  V. Each of the junctions was divided to 100 segments. Both junctions had Gaussian distributions of critical currents with the standard deviation  $10^{-5} \times I_c$ , i.e.  $10^{-3}\%$ . The velocity of light in both junctions was  $6.272 \times 10^7$  m/s. The London depth of the penetration of magnetic field was equal to  $10^{-7}$  m. The thickness of the insulating barrier with  $\epsilon=4$  is equal to  $10^{-9}$  m. The Josephson depth of penetration of magnetic flux was  $\lambda_j=2.8 \times 10^{-5}$  m, so the relation  $D > 2 \times \lambda_j$  was valid. The parameter of the inductive interaction between superconducting layers was  $\alpha=0.3$ . We chose parameters of junctions close (but not equal) to those values of high temperature superconductors.

With the use of these parameters one can obtain values of voltages corresponding to zero-field steps of separate (autonomous) junctions:  $v_p = (V_p/V_c) \gg 0.26 \times p$ ,  $p=1, 2, \dots$  that gives values  $v_1=V_1/V_c \gg 0.26$  and  $v_2=V_2/V_c \gg 0.52$ . Due to the inductive interaction between junctions in the stack, each of these steps is split to two steps which correspond to the anti-phase mode at  $V_{p,a}$  and the in-phase mode at  $V_{p,s}$ , so for the first Fiske step we obtain  $v_{1,a} = V_{1,a}/V_c \gg 0.23$ ,  $v_{1,s} = V_{1,s}/V_c \gg 0.31$ , and for the second Fiske step we obtain  $v_{2,a} = V_{2,a}/V_c \gg 0.45$ ,  $v_{2,s} = V_{2,s}/V_c \gg 0.60$ .

The IV-characteristic of the stack calculate without applied magnetic field is shown in Fig. 2a and the dependence of emitted power on the normalized voltage is shown in Fig. 2b. It is seen from Figs. 2a, b that there are only two collective modes in the system, namely, the in-phase mode and the anti-phase mode. There is only one even split zero-field step which corresponds to  $p=2$  and there is the maximum of emitted power at  $v_{2,s} \gg 0.60$  (Fig. 2b). Note that the zero-field step which corresponds to the anti-phase mode exists in the IV-characteristic at  $v_{2,a} \gg 0.45$

(Fig. 2a) but there is not emitted power at this step (Fig. 2b).

Now we consider the behavior of the IV-characteristic of the stack and its emitted power when magnetic field is applied. In Figs. 2c, d the IV-curve and the dependence of the normalized emitted power are shown for the case when the magnetic flux  $F$  through the system reaches the value  $0.1 \times F_0$ . One can see from Fig. 2c that the step which correspond to the anti-phase mode at  $v_{2,a} \gg 0.45$  vanishes but the step at  $v_{1,s} \gg 0.31$  appears. The step at  $v_{2,s} \gg 0.60$  remains at this plot. There are distinct maxima of emitted power at these steps (Fig. 2d). When the magnetic flux reaches the value  $0.2 \times F_0$ , the steps in the IV-characteristic at voltages which correspond to the non-split Fiske steps at  $v_1 \gg 0.26$  and  $v_2 \gg 0.52$  appear (Fig. 2e). There are maxima of emitted power at voltages  $v_2$ ,  $v_{2,s} - v_1$  and  $v_{1,s} + v_1$  (Fig. 2f). The value of magnetic field which correspond to  $0.2 \times F_0$  is equal to 0.066 T. This value is large and it is comparable with typical values of magnetic fields for Fraunhofer-like dependences of critical currents on the magnetic field for stacks of intrinsic junctions in high-temperature superconductors [12].

The increase of the magnetic flux up to  $0.6 \times F_0$  leads to the appearance of steps at  $v_{1,a}$ ,  $v_{1,s}$ ,  $v_{2,a}$ ,  $v_{2,s}$  in the IV-curve (see Fig. 2g) and very large maxima of emitted power at  $v_{1,s}$  and  $v_{2,s}$  (see the scale of emitted power in Fig. 2h). Despite of the complicated and hysteretic form of the IV-characteristic, only these steps appear.

It follows from Figs. 2a, b that there are only the anti-phase mode and the in-phase mode of oscillations of voltage in the stack when the magnetic field is absent. This means that voltage over one of the junctions in the stack oscillate in-phase with voltage over another junction or these voltages oscillate anti-phase. The same result is obtained when the stack is placed in the strong magnetic field (Figs. 2g, h). But in relatively small magnetic fields (i.e. when neither the Fulton-Dynes mechanism of oscillations dominates nor the formation of standing waves dominates) there appear other modes in the stack (Figs. 2e, f). This means that some quantity of normal modes were destroyed. Due to magnetic field standing waves were formed at both odd and even Fiske steps, so some modes could be locked with standing waves.

## CONCLUSIONS

We investigated numerically IV-characteristics and power of emission from a short Josephson junction with the Gaussian distribution of critical currents. Dimensions of the junction were smaller than the Josephson depth of penetration of magnetic field. We found sharp maxima of emitted power at voltages corresponded to positions of Fiske steps up to large values of voltages. These maxima appeared without applied magnetic field. Irregularities of

the IV-characteristic at these voltages are extremely small and can be revealed only in the derivative of the IV-curve. Obtained results are explained in ranges of the theory of Fiske steps for junctions with the disorder of critical currents [7]. We showed that the found particularities are the same as the found earlier particularities of electrical properties of long junctions [11]. We analyzed also the dependence of the averaged over realizations emitted power on the parameter  $\gamma$  which is proportional to the standard deviation of the Gaussian distribution and found the square dependence. Using the calculation of emitted power, we analyzed dynamics of the stack of two long inductively interacting junctions with the Gaussian distribution of critical currents in the external magnetic field. We found that when the magnetic field is absent, only normal modes contributed to emitted power. The same result we obtained when the magnetic field is strong. To the contrary, in small magnetic fields some new maxima appeared at voltages which correspond to frequencies of mods of non-interacting junctions and combination frequencies.

#### REFERENCES

1. L. Ozyuzer, *et al.*, Science, 318, 1291 (2007). DOI: 10.1126/science.1149802
2. G. Kuwano *et al.*, Phys. Rev. Applied, 13, 014035 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.014035>
3. Kashiwagi *et al.*, Materials 14, 1135 (2021). <https://doi.org/10.3390/ma14051135>
4. A. E. Koshelev, L. N. Bulaevskii. Phys. Rev. B77, 014530 (2008). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.014530>
5. Antonio Barone, Gianfranco Paternò. Physics and applications of the Josephson effect, John Wiley and sons, New York. (1982), 529 pp. DOI:10.1002/352760278X
6. I. O. Kulik. Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis. Red., 2, 134 (1965) [JETP Lett., 2, 84 (1965)].
7. C. Camerlingo, M. Russo, R. Vaglio, J. Appl. Phys., 53, 7609 (1982). <https://doi.org/10.1063/1.330134>
8. Alexander Grib, Paul Seidel and Masayoshi Tonouchi, Supercond. Sci. Technol., 30, 014004 (2017). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/30/1/014004>
9. Alexander Grib and Paul Seidel, IEEE Trans. Appl. Supercond., 26, 1801004 (2016). doi: 10.1109/TASC.2016.2535148
10. Alexander Grib and Paul Seidel, IEEE Trans. Appl. Supercond., 27, 1800604 (2017). doi: 10.1109/TASC.2016.2636560.
11. A. Grib, S. Savich, R. Vovk, V. Shaternik, A. Shapovalov, P. Seidel, IEEE Trans. Appl. Supercond., 28, 1801106 (2018). doi: 10.1109/TASC.2018.2865468.
12. R. Kleiner and P. Müller, Phys. Rev. B 49, 1327 (1994). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.1327>.

UDC 539.8; 678.746

PACS numbers: 62.20.-x; 78.40.Me

## Підвищення рівномірності характеристик пластмасового сцинтилятора за рахунок зменшення внутрішніх напружень

С.М. Ковальчук, А.Ю. Бояринцев

[kovalchuk@isma.kharkov.ua](mailto:kovalchuk@isma.kharkov.ua) [boyarintsev@isma.kharkov.ua](mailto:boyarintsev@isma.kharkov.ua)

*Інститут сцинтиляційних матеріалів НАН України, пр. Науки, 60, 61072 Харків*

ORCID: [0000-0002-5791-4810](https://orcid.org/0000-0002-5791-4810), [0000-0001-9252-0430](https://orcid.org/0000-0001-9252-0430).

DOI: [10.26565/2222-5617-2021-35-05](https://doi.org/10.26565/2222-5617-2021-35-05)

У даній роботі представлені результати дослідження впливу внутрішніх напружень на рівномірність збору світла у пластмасовому сцинтиляторі (ПС) та встановлення умов отримання довгомірних пластмасових сцинтиляторів з низьким рівнем внутрішніх напружень.

У якості використовуваних дослідних зразків були взяті пластмасові сцинтилятори на основі полістиролу, які були виготовлені у повітряному полімеризаторі з мономеру стиролу шляхом радикальної термоініційованої полімеризації в алюмінієвій ампулі.

Для зменшення внутрішніх напружень в полістирольній полімерній основі ПС проводився відпал зразків сцинтиляторів при температурі 100 °С. Після витримки впродовж 12 годин здійснювалось поступове охолодження зразків зі швидкістю 2,5 °С/год. Для зменшення поверхневих напружень внаслідок адгезії ПС до стінок форми використане внутрішнє покриття форми для полімеризації політетрафторетиленом. Встановлено значення внутрішніх напружень в матеріалі ПС до і після додаткового відпалу зразків, а також у випадку використання антиадгезійного покриття. Контроль внутрішніх напружень здійснювався за допомогою кругового полярископа ПКС-250М. Для обчислення внутрішніх напружень розраховувалася різниця головних напруг у плоских пластинах пластмасового сцинтилятора. Розмір пластин сцинтиляторів для оцінки внутрішніх напружень 10×50×300 мм. Для вимірювання рівномірності розподілу відносного світлового виходу вздовж довгомірного пластмасового сцинтилятора використовувались зразки розміром діаметр 50х1000мм.

Отримані дані показали, що додатковий відпал заготовок пластмасового сцинтилятора та використання антиадгезійного покриття форми для полімеризації зменшує рівень внутрішніх напружень у пластмасовому сцинтиляторі з 1,8÷2,9МПа до 0,55÷1,0МПа. Неоднорідність розподілу відносного світлового виходу вздовж довгомірного пластмасового сцинтилятора розміром діаметр 50х1000мм вдалось зменшити до  $\Delta C \leq 3\%$ .

**Ключові слова:** пластмасовий сцинтилятор, полістирол, внутрішні напруження, неоднорідність, відпал, антиадгезійне покриття.

## Increasing the uniformity of characteristics of a plastic scintillator by reducing its internal stresses

S.M. Kovalchuk, A.Yu. Boyarintsev

*Institute of Scintillation Materials, National Academy of Sciences of Ukraine, 60 Nauky Ave., 61072 Kharkiv*

This paper presents the results of the study of internal stresses effect on the light collection uniformity in a plastic scintillator (PS) and setting conditions for obtaining long plastic scintillators with a low level of internal stresses.

Plastic scintillators based on polystyrene were used as test samples, produced in an air polymerizer from styrene monomer by radical thermoinitiated polymerization in an aluminum ampoule.

To reduce internal stresses in the polystyrene polymer base of the PS, scintillator samples were annealed at a temperature of

100 °C. After a 12 hours exposure, the samples were gradually cooled at a rate of 2.5 °C/h. To reduce the surface tension due to the adhesion of the PS to the walls of the polymerization mold, the inner coating of the polymerization mold with polytetrafluoroethylene was used. The values of internal stresses in the PS material before and after additional annealing of the samples, as well as in the case of using the anti-adhesive coating, were determined. The control of internal stresses was carried out using a PKS-250M circular polariscope. To calculate the internal stresses, the difference of main stresses in the flat plates of the plastic scintillator was calculated. The dimensions of scintillator plates for evaluation of internal stresses are 10×50×300 mm. To measure the uniformity of the relative light output distribution along the long plastic scintillator, samples with dimensions of  $\phi 50 \times 1000$  mm were used.

The obtained data showed that additional annealing of plastic scintillator blanks and the use of anti-adhesive coating for the polymerization mold reduce the level of internal stresses in the plastic scintillator from 1.8÷2.9 MPa to 0.55÷1.0 MPa. The non-uniformity of the relative light output distribution along the long plastic scintillator with dimensions of  $\phi 50 \times 1000$  mm was reduced to  $\Delta C \leq 3$  %.

**Keywords:** plastic scintillator, polystyrene, internal stresses, non-uniformity, annealing, anti-adhesive coating.

## ВСТУП

У сучасних експериментах фізики високих енергій (НЕР) для реєстрації частинок, як базові детектори, як правило, використовуються широкоапертурні електромагнітні та адронні калориметри. Калориметри типу сендвіч, (з комірчастою або площинною структурою) включають багато десятків та сотень тисяч елементарних лічильників. Найчастіше роль таких лічильників виконують ефективні пластмасові сцинтилятори (ПС). Наприклад вітчизняні сцинтилятори серії UPS (Ukrainian Plastic Scintillator) на полістирольній основі знайшли використання в таких мюонних системах детектування: CMS (Compact Muon Solenoid) [1], LHCb (Large Hadron Collider) [2] та ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [3].

Важливою вимогою до ПС при їх використанні є вимога високої прозорості та однорідності світлозбору. Особливо це важливо в калориметрії при вимірюванні енергії частинок адронної зливи, що проходить через широкі смуги ПС (довжиною до 5 м). Створення детекторів для реєстрації нізкоенергетичного гамма-випромінювання на основі сцинтиляційної пластмаси з композиційним шаром [4] потребує високу прозорість та однорідність ПС. Також для вирішення таких завдань, як визначення рівня розплаву однією з необхідних вимог є однорідність спаду світлового сигналу вздовж довгомірного сцинтилятора.

Природно, що тільки при дуже високій прозорості такого довгомірного сцинтилятора, та хорошій однорідності світлозбору можна досягти високої енергетичної роздільної здатності детектора.

Причиною невисокої прозорості та однорідності світлозбору існуючих ПС є, по-перше, поглинання, зазвичай присутні у вихідній мономерній сировині, по-друге, різного роду центри, що розсіюють (структурні дефекти, включення, пористість і т.п.), що виникають в процесі отримання ПС, а також внутрішніх напруг, що виникають у процесі полімеризації стиролу в масі.

Інший, не менш важливий чинник ослаблення світла в оптично прозорому полімерному середовищі – розсіювання. Відомо, що оптично прозорі та явно аморфні полімери - полістирол, полівінілтолуол (PVT), поліметилметакрилат (PMMA) дають незначне,

несуттєве для багатьох застосувань розсіювання, але за умови високої локальної однорідності матеріалу.

У загальному випадку матриця аморфного полімеру являє собою складну систему з розподіленими в ній великими і дрібними центрами, що розсіюють. При цьому характер неоднорідностей, відповідальних за розсіювання, визначається не тільки природою та будовою макромолекул, а й типом надмолекулярних утворень, що формуються у процесі полімеризації та сильно залежать від умов його проведення. Відповідно до сучасних уявлень, матриця аморфних полімерів може складатися або з глобул - згорнутих в клубок макромолекул («coil-model») [5], або з пачок, утворених паралельним укладанням полімерних ланцюгів («bundle-model») [6]. В одному і в іншому випадку, через можливі відмінності в локальній упаковці макромолекул, в мікрообластях полімерної матриці можуть виникнути згустки і розрідження речовини, тобто. матиме місце флуктуація густини. Саме неоднорідності цього і є, як відомо, відповідальними за розсіювання аморфних полімерів. Так, при середньому значенні флуктуації щільності  $(\eta^2)^{1/2} = 2,76 \cdot 10^{-4}$ , інтенсивність розсіювання в PMMA, згідно Дебая [7], виявляється на порядок вище розсіювання на малих неоднорідностях (типу глобул) і на два порядки вище розсіювання на теплових флуктуаціях. Результати інших численних експериментів підтверджують, що навіть незначна локальна неоднорідність полімерної матриці може призвести до великого ефекту світлорозсіювання [8-11]. Цим, вочевидь обумовлене те що ізотропне розсіювання аморфних полімерів зазвичай варіюється дуже широкими межах. Вирішення низки проблем, пов'язаних з абсорбційними втратами, дозволило, при розробці технології отримання великогабаритних полістирольних сцинтиляторів, у кілька разів знизити рівень втрат світла у сцинтиляційному матеріалі [12].

Однією з суттєвих причин виникнення неоднорідностей, які призводять до збільшення розсіювання і як наслідок до погіршення прозорості полімерного середовища ПС є внутрішні напруження всередині полімеру.

Мета цієї роботи полягала у визначенні впливу внутрішніх напружень на світлозбір у пластмасовому

сцинтиляторі та встановлення умов отримання довгомірних пластмасових сцинтиляторів з низьким рівнем внутрішніх напружень.

Можна виділити декілька чинників, що впливають на виникнення подібних напружень. По-перше сам процес полімеризації супроводжується суттєвими змінами густини полімерного середовища внаслідок конвекційних потоків, температурних флуктуацій, усадки полімеру, створення глобул макромолекул. При цьому неоднорідності розподіляються за всім об'ємом сцинтилятора. Значні зміни в безпосередньому процесі отримання ПС для зниження виникаючих неоднорідностей зазвичай недоцільні з технологічної та економічної точки зору. Але існує можливість зменшити внутрішні напруження в аморфному матеріалі за рахунок додаткової термічної обробки матеріалу – відпалу. По-друге причиною виникнення значних напружень в поверхневому шарі ПС є адгезія полімеру до стінок форми в якій проводиться полімеризація. Зазвичай матеріал форми це алюміній, адгезія якого до полістиролу досить велика і призводить до виникнення значних напружень в поверхневому шарі при відриві зразка від стінок форми. В даному випадку зменшити напруження а значить і неоднорідність полімерного середовища можна за рахунок використання покриття форми, наприклад на основі політетрафторетилена [13], що суттєво знижує адгезію матеріалів.

У цій роботі досліджено можливість підвищення рівномірності характеристик пластмасового сцинтилятора за рахунок зменшення внутрішніх напружень, як шляхом проведення додаткового відпалу, та і в наслідок використання антиадгезійного покриття форми для полімеризації.

#### МЕТОДИКА ТА ОБ'ЄКТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Заготовки пластмасових сцинтиляторів було отримано методом термоініційованої радикальної полімеризації в масі [12]. Зразки ПС необхідного розміру вирізались із блоку. Заготовки, шліфувались та полірувались до оптичної прозорості.

Для вимірювання неоднорідності спаду відносного світлового виходу використовувались сцинтилятори на основі полістиролу UPS-923A розміром 50\*1000мм.

Відносний світловий вихід полістирольних сцинтиляторів вимірювали на сцинтиляційному спектрометрі. У якості фотоприймачі використовувався ФЕП Hamamatsu 2" R1306. Зразки ПС встановлювали безпосередньо на поверхню фотокатода ФЕП (оптичний контакт забезпечувався за допомогою імерсійної рідини). Джерело іонізуючого випромінювання Cs137 встановлювалося по черзі в п'яти точках впритул до сцинтилятора на відстані 20, 35, 50, 65, 80см від ФЕП. Як відбивач використовувався відбивач типу Tyvek. Світловий вихід  $C_i$  визначали по положенню максимуму

піку амплітудного сцинтиляційного спектру.

Далі отримані значення світлового виходу за допомогою комп'ютера були апроксимовані за допомогою експоненційної функції методом найменших квадратів.

$$C(x) = C_0 \times e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

де  $C_0$  початковий світловий вихід у каналах,  $\alpha$  - коефіцієнт експоненційного згасання,  $x$  - товщина матеріалу, через який проходить світло (розташування джерела іонізуючого випромінювання відносно ФЕП). Дані вимірювань нормувалися відносно отриманої функції

$$C_i(x)_n = \frac{C_i(x)}{C(x)} \quad (2)$$

Неоднорідність спаду відносного світлового виходу обчислювалася за формулою

$$\Delta C = \frac{C(x)_{nmax} - C(x)_{nmin}}{C(x)_{navg}} \times 100\% \quad (3)$$

Полімерне середовище пластмасового сцинтилятора таке, як полістирол зазвичай являє собою матеріал з ізотропними оптичними властивостями. Але наявність внутрішніх напружень в матеріалі обумовлює виникнення неоднорідностей густини (а значить і коефіцієнту заломлення) і призводить до анізотропії оптичних властивостей. Характер розподілу та величину напружень у матеріалі можна оцінити за допомогою полярископу. Принцип його дії заснований на явищі подвійного променезаломлення в анізотропних середовищах (кристали, прозорі матеріали з внутрішніми напруженнями) при проходженні через них лінійно-поляризованого світла. Випромінювання від джерела проходить через теплофільтр, конденсорну систему, лінійний поляризатор, матове скло, з розташованим на ньому досліджуванним зразком і аналізатор. Після лінійного поляризатора виходить лінійно-поляризоване випромінювання, що падає на зразок. Якщо зразок має анізотропію (оптичні властивості зразка різні для різних напрямів випромінювання), то зразок спостерігається розкладання одного пучка променів на два (звичайний і незвичайний). Аналізатор наводить коливання звичайного та незвичайного променів в одну площину. Внаслідок чого відбувається інтерференція світла. Введена випробуваним зразком різниця ходу між звичайним і незвичайним променями пропорційна величині внутрішнього напруження і визначається за кольоровою шкалою полярископу.

Визначення внутрішніх напружень здійснювалось за допомогою полярископу ПКС-250М. Зразки пластмасового сцинтилятора у формі плоских пластин для вимірювань мали розміри 10\*50\*300мм, та були

виготовлені з того ж матеріалу що і зразки діаметром 50\*1000мм.

За виміряним на круговому полярископі ПКС-

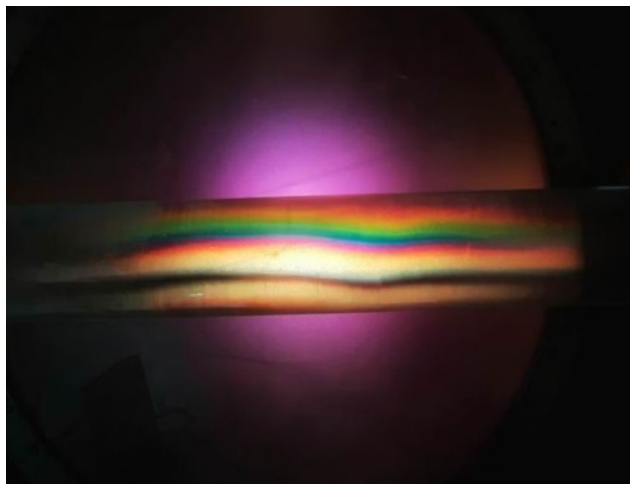


Рис. 1 .Зовнішній вигляд зразка ПС 10×50×300 мм у полярископі (після полімеризації).

250М значенням оптичної різниці ходу ( $\delta$ ), відповідно до рівняння Вертгейма [14] розраховувалася різниця головних напруг у плоских пластинах пластмасового скінтілятору:

$$n_1 - n_2 = \frac{\delta}{cd} \quad (4)$$

Таблиця 1

Різниця ходу та внутрішнє напруження в зразках ПС після стандартної полімеризації.

	До відпау		
	1	2	3
Різниця ходу, нм	325	260	200
внутрішнє напруження, МПа	2,9	2,3	1,8

де  $\delta$  - оптична різниця ходу,  $C$  - оптичний коефіцієнт напруги в полістиролі ( $C=5,57 \times 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/кг),  $n_1 - n_2$  - різниця головних напруг у поздовжньому і поперечному напрямку пластини,  $d$  - товщина пластини в см. Максимальні тангенційні напруження ( $\tau_{max}$ ) обчислювались за формулою

$$\tau_{max} = \frac{(n_1 - n_2)}{2} \quad (5)$$

Обчислення внутрішніх напружень та однорідності світлового виходу здійснювалось до та після відпау. Також вимірювання проводились для зразків які були виготовлені у стандартній формі та у формі з використанням антиадгезійного покриття.

### РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Для оцінки величини внутрішніх напружень за допомогою полярископу виготовлені зразки розміром 10×50×300 мм. Для оцінки впливу напружень на однорідність скінтіляційних характеристик виготовлено низку довгомірних зразків розміром діаметром 50×1000 мм. Зразки виготовлялись з однієї

частини блочної заготовки.

Під час дослідження зразків ПС за допомогою полярископу в аналізаторі можна спостерігати нерівномірне інтерференційне забарвлення (рис.1) яке свідчить про наявність значних внутрішніх напружень

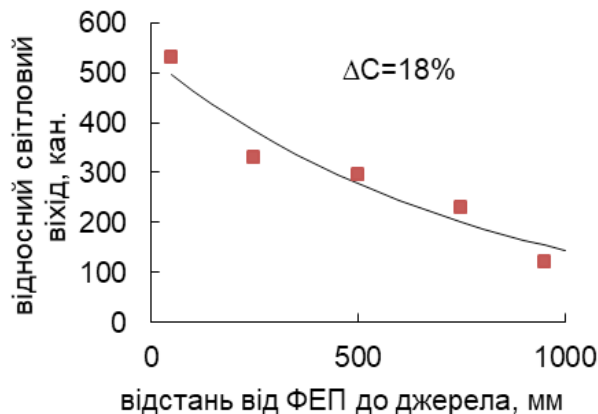


Рис.2. Залежність зменшення відносного світлового виходу при переміщенні джерела випромінювання вздовж зразка скінтілятору діаметром 50×1000 мм після полімеризації.

в матеріалі.

Згідно з кольоровою таблицею полярископу для кожного зразка було визначено максимальну різницю ходу та обчислено відповідно до (4,5) значення максимального внутрішнього напруження в зразку ПС. Отримані дані наведені в таблиці 1.

Отримані дані дають значення внутрішнього напруження порядку 1,8-2,9МПа. Це доволі суттєві

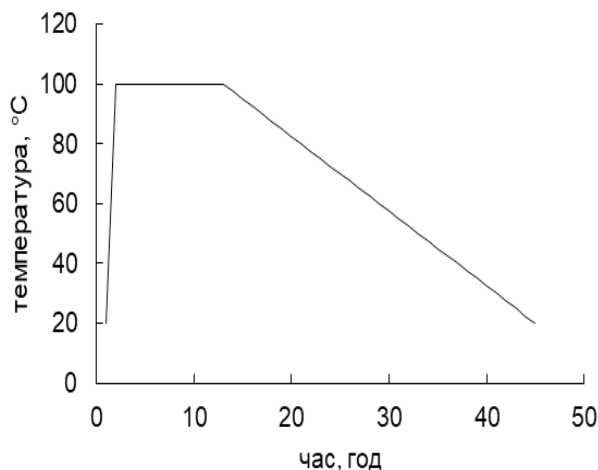


Рис. 3. Режим відпау зразків скінтілятору.

значення на практиці проявляються у вигляді нерівномірності скінтіляційних характеристик в об'ємі ПС. Так, якщо зразок ПС розміром діаметром 50×1000мм встановити одним торцем безпосередньо на ФЕП і переміщувати джерело випромінювання вздовж зразка, то при вимірюванні відносного світлового

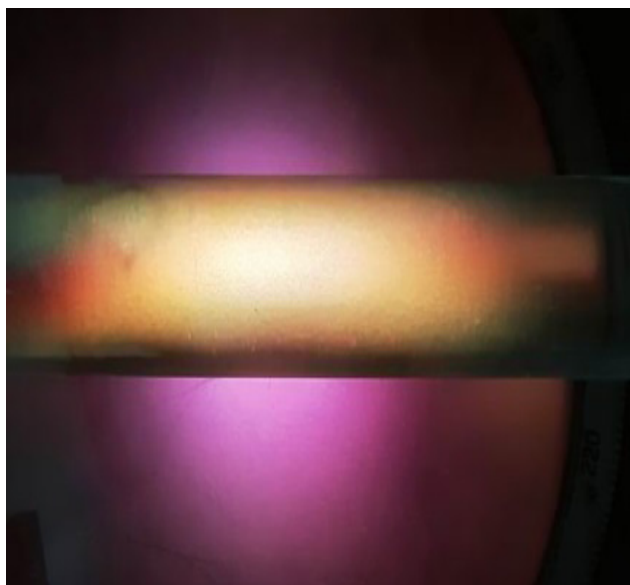


Рис. 4. Зовнішній вигляд зразка ПС 10×50×300 мм у полярископі (після стандартної полімеризації і додаткового відпалу при 100°C).

виходу ми повинні отримати чітку експоненціальну залежність від відстані джерела до ФЕП. Але при наявності значних нерівномірностей в матеріалі реально виміряні показники відносного світлового

Таблиця 2

Різниця ходу та внутрішнє напруження в зразках ПС після стандартної полімеризації і додаткового відпалу при 100°C.

	Після відпалу		
	1,1	2,1	3,1
Різниця ходу, нм	60	60	115
внутрішнє напруження, МПа	0,55	0,55	1,0

виходу будуть значно відрізняються від показників очікуваних згідно експоненціальної залежності. Ступінь нерівномірності характеристик ПС можна оцінити за допомогою цих відхилень від експоненти (1, 2, 3).

Для зразків діаметром 50×1000 мм після стандартної полімеризації було виміряно відносний світловий вихід при різній відстані джерела випромінювання від ФЕП вздовж зразка ПС. Отримані точки на графіку апроксимовані експоненціальною кривою (рис. 2). На графіку можна спостерігати значне відхилення фактичних результатів від очікуваної залежності. Обчислене значення нерівномірності складо  $\Delta C = 18\%$ .

Із отриманих результатів можна зробити висновок, що наявність внутрішніх напружень дійсно викликає нерівномірність характеристик в ПС.

Для зменшення внутрішніх напружень в полістирольній полімерній основі ПС проводився

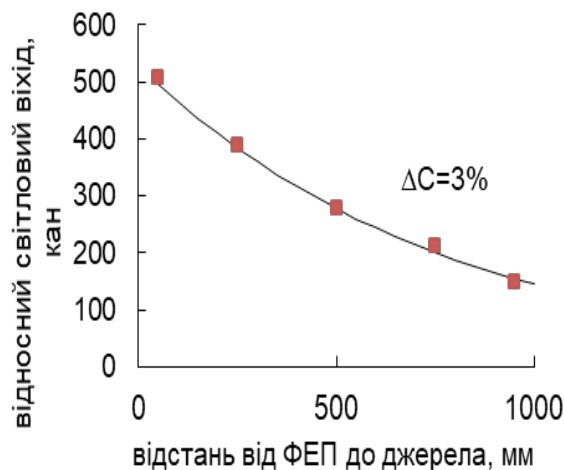


Рис.5. Залежність зменшення відносного світлового виходу при переміщенні джерела випромінювання вздовж зразка сцинтилятора діаметром 50×1000 мм після полімеризації та додаткового відпалу при 100°C.

відпал зразків сцинтиляторів при температурі 100°C. з наступним охолодженням зі швидкістю 2,5°C/год. Режим відпалу приведений на рис.3

Відпал було проведено для всіх зразків після чого було виміряно тіж самі характеристики, що і до відпалу. Так в аналізаторі полярископу після відпалу зразків можна спостерігати значне зменшення інтерференційного забарвлення (рис.4). Це свідчить про суттєве зменшення внутрішніх напружень в результаті відпалу зразка.

Різниця ходу та обчислені внутрішні напруження в зразках ПС після відпалу при 100°C наведені в таблиці 2.

Отримані данні свідчать про те, що в результаті відпалу зразків вдалося знизити внутрішні напруження в матеріалі більш ніж в 5 разів до значенн 0,55÷1,0 МПа. Цей факт повинен сприятливо вплинути на рівномірність характеристик ПС.

На рис.5 приведена залежність відносного світлового виходу при переміщенні джерела випромінювання вздовж зразка сцинтилятора

Таблиця 3.

Різниця ходу та внутрішнє напруження в зразках ПС виготовлених за стандартною технологією в алюмінієвій формі та в формі з антиадгезійним (композит на основі політетрафторетилену) покриттям.

	алюмінієва форма	форма з антиадгезійним покриттям
Різниця ходу, нм	300	70
внутрішнє напруження, МПа	2,7	0,6





а



б

Рис.6. Зовнішній вигляд в аналізаторі полярископу зразків ПС виготовлених за стандартною технологією в алюмінієвій формі (а) та в формі з антиадгезійним (композит на основі політетрафторетилену) покриттям (б).

додаткового відпалу при 100 °С. Можна бачити, що в цьому випадку отримані експериментальні дані набагато краще відповідають теоретичній експоненціальній залежності. Обчислена нерівномірність характеристики відносного світлового виходу складає  $\Delta C = 3\%$ , що знаходиться майже в межах похибки вимірювання.

Як згадувалося раніше одним із значних джерел виникнення напружень в полімерній основі ПС (особливо в поверхневому шарі заготовки сцинтилятора) є адгезія до стінок форми для полімеризації. Зазвичай для виготовлення ПС використовують форми виготовлені зі скла або алюмінію. Сляні форми використовуються для виготовлення відносно невеликих сцинтиляторів циліндричної форми. Для отримання довгомірних сцинтиляторів використовують зазвичай прямокутні форми з алюмінію. Полістирол має велику адгезію до алюмінієвих стінок форми, що при усадці полімеру призводить до виникнення значних внутрішніх напружень. Подібні напруження, як вже показано викликають нерівномірність характеристик ПС. Для нівелювання впливу цього недоліку авторами було запропоновано використання внутрішнього покриття форми для полімеризації матеріалом, що значно зменшує адгезію. Як такий матеріал обрано політетрафторетилен, який має необхідну термічну

стабільність та [12].

Було виготовлено ряд зразків ПС розміром діаметром 50×1000мм в однакових стандартних умовах в алюмінієвих формах та в формах з антиадгезійним (композит на основі політетрафторетилену) покриттям. За допомогою поляриметра встановлено середнє значення внутрішніх напружень для зразків отриманих в формах з покриттям та без нього (таблиця 3, рис.6)

Отримані значення внутрішніх напружень для різних типів форм (з покриттям та без) в 0,6 та 2,7МПа дуже близькі до результатів отриманих при дослідженні впливу відпалу на рівномірність характеристик ПС (0,55 та 2,9 МПа відповідно). Цей факт дозволяє сподіватися, що і нерівномірність сцинтиляційних характеристик при використанні форми для полімеризації з антиадгезійним покриттям зменшиться до розміру декількох відсотків. І дійсно нерівномірність розподілу відносного світлового виходу для зразків виготовлених в алюмінієвих ампулах складала  $\Delta C = 8 \div 6\%$ , а для зразків отриманих в ампулах з антиадгезійним покриттям цей показник зменшився і склав  $\Delta C = 3 \div 2\%$ .

## ВИСНОВКИ

1. Запропоновано температурні режими відпалу для довгомірних заготовок пластмасових сцинтиляторів. Визначено, що додатковий відпал заготовок пластмасового сцинтилятора при температурі 100°С впродовж 12 годин зменшує неоднорідність розподілу відносного світлового виходу вздовж сцинтилятора до 3%.

2. Запропоновано антиадгезійне покриття на основі політетрафторетилену для полімеризації сцинтиляторів у металевих або скляних формах, яке знижує внутрішні напруження, обумовлені контактною адгезією між пластмасовим сцинтиляційним матеріалом та поверхнею форми. Це дозволяє зменшити неоднорідність розподілу відносного світлового виходу вздовж сцинтилятора до 3%.

## ЛІТЕРАТУРА

1. The Compact Muon Solenoid. Technical Proposal. CERN-LHCC-94-38, CERN-LHCC-P-1, printed in CERN, (1994), 450 p.
2. Design of Large Hadron Collider. CERN 91-03, printed in CERN, (1996), 270 p.
3. Tile Calorimeter. Technical Design Report, CERN-LHCC-96-42, CERN-LHCC-P-1, printed in CERN, (1996), 320 p.
4. T.A.Nepokupnaya, A.A.Ananenko, A.Yu.Boyarintsev, A.A.Bobovnikov, A.V.Gektin, S.N.Kovalchuk, Yu.D.Onufriyev, V.Yu.Pedash. Functional Materials, 24, 678 (2017) <https://doi.org/10.15407/fm24.04.678>.
5. E. W.Fischer, M.Dettenmaier. J. Non- Cryst. Solids, 31, 181

- (1978)
6. G.S.J Yeh, J. Macromol. Sci., B6, 465 (1972)
  7. P. Debye, A. M. Bueche. J. Appl. Phys., 20, 518 (1949)
  8. T. Kaino, M. Fujiki, K. Jinguji. Rev. Electr. Commun. Lab., 32, 478 (1984)
  9. Y. Koike. J. Macromol. Sci., 22, 1367 (1989) <https://doi.org/10.1021/ma00193a060>
  10. В.Г.Зубаков, К.В. Багдасарьян., А.В. Кочикян, Изотропное рассеяние в аморфных полимерах. Свойства и применение оптически прозрачных материалов, Л. (1984), 356 с.
  11. П.М.Пахомов, А.И.Зубков, С.Д.Хижняк. Высокомолек. соедин, А, 40, 9, 1451 (1998).
  12. Б.В.Гринев, В.Г.Сенчишин, Пластмассовые сцинтилляторы, Акта, X. (2003), 324 с.
  13. Sina Ebnesajjad, Expanded PTFE Applications Handbook, Technology, Manufacturing and Applications, Imprint: William Andrew. (2016), 300 p.
  14. Z.Foppl, E.Monch. Praktische Spannungsoptik, Berlin: Springer, (1972), 300 p.

#### REFERENCES

1. The Compact Muon Solenoid. Technical Proposal. CERN-LHCC-94-38, CERN-LHCC-P-1, printed in CERN, (1994), 450 p.
2. Design of Large Hadron Collider. CERN 91-03, printed in CERN, (1996), 270 p.
3. Tile Calorimeter. Technical Design Report, CERN-LHCC-96-42, CERN-LHCC-P-1, printed in CERN, (1996), 320 p.
4. Т.А.Непокупная, А.А.Ананенко, А.Ю.Бояринцев, А.А.Бобовников, А.В.Гектин, С.Н.Ковалчук, Ю.Д.Онufриев, В.Ю.Педаш. Functional Materials, 24, 678 (2017) <https://doi.org/10.15407/fm24.04.678>.
5. E. W.Fischer, M.Dettenmaier. J. Non- Cryst. Solids, 31, 181 (1978)
6. G.S.J Yeh, J. Macromol. Sci., B6, 465 (1972)
7. P. Debye, A. M. Bueche. J. Appl. Phys., 20, 518 (1949)
8. T. Kaino, M. Fujiki, K. Jinguji. Rev. Electr. Commun. Lab., 32, 478 (1984)
9. Y. Koike. J. Macromol. Sci., 22, 1367 (1989) <https://doi.org/10.1021/ma00193a060>
10. V.G.Zubakov, K.B.Bagdasaryan, A.B.Kochikyan, Isotropic scattering in amorphous polymers. Properties and applications of optically transparent materials, L, (1984), 356 p. (In Russian).
11. P.M.Pakhomov, A.I.Zubkov, S.D.Khizhnyak. Macromolecular compounds, A, 40, 9, 1451 (1998). (In Russian).
12. B.V.Grinev, V.G.Senchishin. Plastic Scintillators, Acta, Kharkov (2003), 324 p. (In Russian).
13. Sina Ebnesajjad. Expanded PTFE Applications Handbook, Technology, Manufacturing and Applications, Imprint: William Andrew. (2016), 300 p.

## ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ СТАТЕЙ

журналу "Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія "Фізика"

У журналі друкуються статті та стислі за змістом повідомлення, в яких наведені оригінальні результати теоретичних та експериментальних досліджень, а також аналітичні огляди літературних джерел з різноманітних актуальних проблем фізики за тематикою видання.

Мова статей – українська та англійська.

### ТЕМАТИКА ЖУРНАЛУ

1. Теоретична фізика.

2. Фізика твердого тіла.

3. Фізика низьких температур.

4. Фізика магнітних явищ.

5. Оптика та спектроскопія.

6. Загальні питання фізики і серед них: методологія та історія фізики, математичні методи фізичних досліджень, методика викладання фізики у вищій школі, техніка та методика фізичного експерименту тощо.

### ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ РУКОПИСІВ СТАТЕЙ

Загальний обсяг тексту рукопису статті повинен займати не більше ніж 15 сторінок.

Рукопис статті складається з титульної сторінки, на якій вказані: назва статті, ініціали, прізвища, ORCID, посада і науковий ступінь авторів, поштова адреса установи, в якій була виконана робота, класифікаційні індекси за системами PACS та УДК; анотацій на окремому аркуші з прізвищем та ініціалами авторів і назвою статті, викладеними українською та англійською мовами; основного тексту статті; списку літератури з посиланням на doi, якщо він присвоєний; підписів під рисунками; таблиць; рисунків: графіків, фотознімків.

В україномовних статтях підписи до рисунків і таблиць дублюються англійською мовою. За наявності в тексті кирилических цитувань надаються список літератури і розділ REFERENCES. За їх відсутності – тільки розділ REFERENCES. При оформленні у REFERENCES кирилических цитувань вказується авторський (офіційний) англійський варіант назви роботи та імен авторів. За його відсутності наводиться переклад англійською мовою (загальнозвживаний у літературі, якщо він існує). Наприкінці посилання необхідно вказати мову першоджерела, з якого зроблено переклад – наприклад, (In Ukrainian).

Анотація має бути за обсягом не менш ніж 1800 символів. Стаття має бути структурована. Висновки потрібно пронумерувати і в них навести саме висновки, а не повторювати анотацію.

Електронний варіант рукопису статті повинен відповідати таким вимогам: текст рукопису статті має бути набраний у форматі MicrosoftWord; вирівнювання тексту здійснено за лівим краєм; гарнітура TimesNewRoman; назва статті набрана прописними літерами; формули мають бути набрані в *MathType* (не нижче версії 6,5), у формулах кирилиця не допускається, символи з нижніми і верхніми індексами слід набирати в MicrosoftWord, ширина формули не більше 70 мм; графіки та фотографії необхідно подавати у графічному форматі, розрізнення не менше 300 dpi, поширення файлів має бути \*.jpg, ширина зображень для однієї або двох колонок 8 см та 16 см відповідно. Масштаб на мікрофотографіях необхідно надавати у вигляді масштабної лінійки.

### ПРИКЛАД ОФОРМЛЕННЯ СПИСКУ ЛІТЕРАТУРИ

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория упругости, Наука, М. (1978), 730 с.
2. М.В. Гнатенко. УФЖ, 60, 5, 390 (2015).
3. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985).
4. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17.

### ДО РЕДАКЦІЇ НАДАЮТЬСЯ

1. Два роздруковані примірники рукопису статті, які підписані її авторами.
2. Електронна версія рукопису та дані щодо контактів для спілкування з її авторами. Матеріали слід надіслати електронною поштою на адресу [sergii.lebediev@karazin.ua](mailto:sergii.lebediev@karazin.ua).
3. Направлення від установи, де була виконана робота, і акти експертизи у двох примірниках; адреса, прізвище, повне ім'я та по-батькові авторів; номери телефонів, E-mail. Необхідно також зазначити автора рукопису, відповідального за спілкування з редакцією журналу.

Матеріали рукопису статті потрібно направляти за адресою: Редакція журналу «Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Серія «Фізика», Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, фізичний факультет, майдан Свободи, 4, Харків.

## INFORMATION FOR THE AUTHORS OF THE ARTICLES

in The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series “Physics”

The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University Series Physics publishes articles and concise messages that contain original results of theoretical and experimental studies, as well as analytical reviews of literary sources on various topical issues of physics on the subject of the publication.

The language of the articles is Ukrainian, English and Russian.

### TOPICS OF THE JOURNAL

1. Theoretical physics.
2. Solid state physics.
3. Physics of low temperatures.
4. Physics of magnetic phenomena.
5. Optics and spectroscopy.
6. General issues of physics and among them: methodology and history of physics, mathematical methods of physical research, methods of teaching physics in high school, technique and methods of physical experiment, etc.

### REQUIREMENTS FOR ARTICLES

The total volume of the manuscript should be no more than 15 pages.

The manuscript of the article consists of a cover page, which states: the title of the article, the initials, surnames and ORCID of all authors, the mailing address of the institution where the work was performed, classification indexes for PACS and UDC systems; abstracts with keywords on a separate page with the authors' surnames and initials and article title, set out in Ukrainian and English; the main text of the article; list of references including links to doi if it is assigned to the article; captions under figures; tables; figures: graphics, photographs.

The abstract should be at least 1800 characters in length. The article should be structured. The conclusions should be numbered and should contain the conclusions, not the rewritten abstract.

The electronic version of the manuscript should meet the following requirements: the text of the manuscript should be typed in MicrosoftWord in Times New Roman font and be left-aligned; the title of the article should be written in capital letters; left, right, top and bottom margins should be 2.5 cm; formulas must be typed in *MathType* (version not lower than 6.5), Cyrillic in formulas is not allowed, characters with lower and upper indexes should be typed in MicrosoftWord, formula width should not be more than 70 mm; graphics and photos should be given in graphical format, with a resolution of at least 300 dpi, the file format should be \*.jpg, the image width for 1 or 2 columns should be 8 cm or 16 cm, respectively. The scale on the micrographs should be represented as a scale bar.

### EXAMPLE OF THE REFERENCES

1. L.D. Landau, E.M. Lifshitz. Theory of Elasticity, Nauka, M. (1978), 730 p. (In Russian).
2. M.V. Gnatenko. Ukr. J. Phys., 60, 5, 390 (2015). (In Ukrainian).
3. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985).
4. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17.

### MATERIALS PROVIDED TO THE EDITOR

1. Two printed copies of the manuscript signed by authors.
2. Electronic version of the manuscript and contact information for communication with authors sent to **sergii.lebediev@karazin.ua**.
3. A referral from the institution where the work was performed and expert acts in two copies; the name, full name and patronymic of the author; telephone numbers, E-mail, with indication of the author of the manuscript responsible for communicating with the journal.

The materials of the manuscript should be sent to the following address: Editorial of The Journal of V.N. Karazin Kharkiv National University, Series “Physics”, V.N. Karazin Kharkiv National University, Faculty of Physics, 4 Svobody Square, Kharkiv.

Наукове видання

Вісник Харківського національного університету  
імені В.Н.Каразіна

**Серія “Фізика”**

**випуск 35, 2021**

Збірник наукових праць

*Українською та англійською мовами*

Комп’ютерне верстання С.В. Лебедев

Підписано до друку 28.12.2021. Формат 60x84 1/8.  
Папір офсетний. Друк цифровий. Ум. друк. арк. 4,9. Обл.-вид. арк 6,2.  
Наклад 100 пр. Зам. № 19/21

Надруковано: ХНУ імені В.Н. Каразіна  
61022, Харків, майдан Свободи, 4.  
Свідоцтво суб’єкта видавничої справи ДК №3367 від 13.01.09