

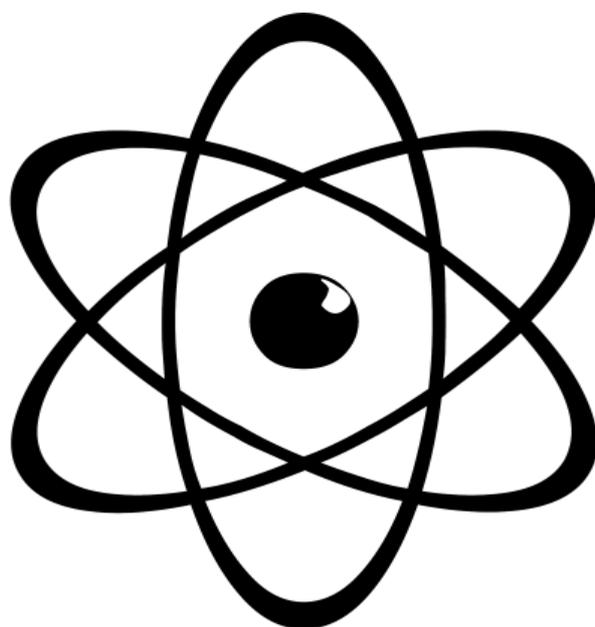
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ

імені В.Н. Каразіна

№ 991



2012

ISSN 2221-7754

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ

імені В.Н. Каразіна

№ 991

серія: фізична

«Ядра, частинки, поля»

Заснована у 1998 р.

Випуск 1 /53/

The Journal of Kharkiv National University

№ 991

physical series

«Nuclei, Particles, Fields»

Issue 1 /53/

Харків

2012

DESCRIPTION AND PURPOSE OF THE JOURNAL

The Journal of Kharkov National University (Physical series "Nuclei, Particles, Fields") is a journal covering elementary particles physics, nuclear physics, plasma physics and technologies, solid state physics and radiation physics. The Journal publishes research articles, short communications, review articles and book reviews.

Issues per year – 4.

EDITORIAL BOARD

Editor-in-Chief - Zalubovsky I.I., Associated of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor

Deputy Chief Editor - Azarenkov N.A., Associated of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor

Executive Secretary - Girnyk S.A., PhD

Adamenko I.N., D.Sc., Professor, Kharkiv national university V.N. Karazin

Berezhnoy Yu.A., D.Sc., Professor, Kharkiv national university V.N. Karazin

Bizyukov A.A., D.Sc., Professor, Kharkiv national university V.N. Karazin

Budagov Yu.A., D.Sc., Laboratory of nuclear problems, Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia

Duplij S.A., D.Sc., Kharkiv national university V.N. Karazin

Girka I.A., D.Sc., Professor, Kharkiv national university V.N. Karazin

Khodusov V.D., D.Sc., Professor, Kharkiv national university V.N. Karazin

Kondratenko A.N., D.Sc., Professor, Kharkiv national university V.N. Karazin

Lazurik V.T., D.Sc., Kharkiv national university V.N. Karazin

Merenkov M.P., D.Sc., NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology

Jean-Marie Noterdaeme, PhD., Professor, Max Planck Institute for Plasma Physics, Germany and Universiteit Gent, Belgium

Ostrikov K., D.Sc., Founding Leader, Plasma Nanoscience Centre Australia (PNCA), CEO Science Leader, CSIRO Materials Science and Engineering, Clayton, Australia

Peletminsky S.V., Academician of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology

Slyusarenko Yu.V., Associated of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology

Smolyakov A., D.Sc., Professor, Department of Physics and Engineering Physics, University of Saskatchewan, Canada

Shul'ga N.F., Academician of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, c

Stepanov K.N., Associated of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology

Tkachenko V.I. D.Sc., Professor, Director "Renewable Energy Sources and Sustainable Technology" Science and Production Establishment, NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology

Tolok V.T., Associated of Ukrainian National Academy of Science, D.Sc., Professor, NPTC, Ministry of Education and Science of Ukraine

Tovstiyak V.V., D.Sc., Professor, Kharkiv national university V.N. Karazin

Editorial office address

High Technology Institute

Kharkov National University V.N. Karazin

Kurchatov av., 31, office 402, Kharkiv, 61108, Ukraine

Phone: +38-057-335-18-33

E-mail: visnyk@pht.univer.kharkov.ua,

Web-page: <http://www-nuclear.univer.kharkov.ua>

ПРОФІЛЬ ЖУРНАЛУ ТА МЕТА ВИДАННЯ

"Вісник Харківського національного університету" (серія: фізична «Ядра, частинки, поля») є збірником наукових робіт з фізики елементарних частинок, ядерної фізики, фізики плазми та плазмових технологій, фізики твердого тіла та радіаційної фізики. Журнал публікує наукові статті, короткі повідомлення, оглядові статті та рецензії на книги.

Періодичність випуску збірника – 4 рази на рік.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна (протокол № 2 від 24 лютого 2012 р.)

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ

Головний редактор – Залюбовський І.І. – чл.-кор. НАН України, д. ф.-м. наук, професор

Заступник головного редактора – Азаренков М.О. – чл.-кор. НАН України, д. ф.-м. наук, професор

Відповідальний секретар – Гірник С.А. – к. ф.-м. наук

Адаменко І.М. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Бережної Ю.А. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Бізоков О.А. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Будагов Ю.А. – д. ф.-м. наук, професор, Лабораторія ядерних проблем ім. В.П. Дзержелова, ОІЯД м.Дубна, Росія

Дуплій С.А. – д. ф.-м. наук, член Американської і Європейської фізичної спілки, член Асоціації математичної фізики, ХНУ імені В.Н. Каразіна

Гірка І.О. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна
Кондратенко А.М. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Лазурик В.Т. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Меренков М.П. – д. ф.-м. наук, ННЦ ХФТІ

Жан-Мари Нотердам – доктор, професор, Інститут фізики Макса-Планка Німеччина, Університет м. Гент, Бельгія

Остриков К. – д. ф.-м. наук, професор, Головний виконавчий директор та науковий співробітник Організації Співдружності з наукових і промислових досліджень (CSIRO), Клайтон, Австралія

Пелетмінський С.В. – акад. НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ННЦ ХФТІ

Слюсаренко Ю.В. – чл.-кор. НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ННЦ ХФТІ

Смоляков О. – д. ф.-м. наук, професор, факультет фізики та інженерної фізики, Саскачеванський університет, Канада

Степанов К.М. – чл.-кор. НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ННЦ ХФТІ

Ткаченко В.І. д. ф.-м. наук, професор, директор Науково-виробничого комплексу "Відновлювані джерела енергії та ресурсозберігаючі технології", ННЦ ХФТІ

Товстий В.В. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Толок В.Т. – чл.-кор. НАН України, д. ф.-м. наук, професор, НФТЦ МОН, НАНУ

Ходусов В.Д. – д. ф.-м. наук, професор, ХНУ ім. В.Н. Каразіна

Шульга М.Ф. – академік НАН України, д. ф.-м. наук, професор, ННЦ ХФТІ

Адреса редакції

Інститут високих технологій

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

пр. Курчатова, 31, кімната 402, Харків, 61108 Україна

Телефон: +380-57-335-18-33

E-mail: visnyk@pht.univer.kharkov.ua,

Web-сторінка: <http://www-nuclear.univer.kharkov.ua>

Усі статті прорецензовано.

Свідцтво про державну реєстрацію КВ № 11825-696 ПР від 4.10.2006.

Articles

- Yu.I. Gorobets, S.O. Reshetnyak**
Double refraction and reflection of surface spin waves in biaxial ferromagnetic insulators 4
- V.A. Rudakov, A.A. Vodyanitskii**
Numerical calculus of propagation features of neutron-temperature oscillations in controlled nuclear systems 14
- A.Yu. Buki, S.A. Kalenik**
A simple model of neutron transport and its application for the calculation of the response functions for the ball neutron spectrometer 23
- A.I. Kalinichenko, S.S. Perepelkin, V.E. Strelnitskij**
Forming features of thermoelastic peaks at heavy metal bombardment by ions of low and intermediate energies 28
- O.S. Deiev**
Spectral characteristics restoration of X-RAY electrons radiation in crystals by means of relative CXR yields from secondary targets 34
- V.I. Kasilov**
Measurement methodic of the cross-sections, angular and mass distributions of the debris at electrofission of heavy nuclei in the region of giant resonance 41
- V.A. Lisovskiy, O.I. Pelustka, V.A. Koval**
Experimental investigation of combustion modes and contraction of glow discharge in CF₄ 46
- N.A. Shlyahov**
Deformation parameters excited states of the nilsson model 54
- V.V. Bryukhovetsky, V.F. Klepikov, V.V. Lytvynenko, A.V. Poida, V.P. Poida, A.G. Ponomaryov, M.A. Pryhoda, E.M. Prokhorenko, V.T. Uvarov**
The structural changes in surface layer of matrix aluminum alloys 1201 and 6111 in area of pulsed beam of relativistic electrons influence in pre-melting regime 61
- Z.F. Nazyrov, A.A. Zavgorodniy, R.V. Vovk, D.A. Lotnik**
Intrinsic pinning and excess conductivity of monodomain YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals 65
- O.V. Dudnik, E.V. Kurbatov, E. Valtonen**
Amplitude and count rate characteristics of "Hamamatsu Photonics" multi pixel photon counters S10931-050P and S10931-100P 69
- V.G. Kirichenko, O.V. Kovalenko, V.N. Leonov**
Distribution and growth factors of polycrystalline grains in 2D and 3D structures 75
- V.G. Kirichenko, O.V. Kovalenko, V.N. Leonov, S.V. Starostenko, T.A. Kovalenko**
Influence of laser irradiation on the surface structure of zirconium alloys 80
- V.G. Kirichenko, V.N. Leonov**
Structure and coagulation of disperse oxide inclusions in the alpha-iron 86
- V.E. Semenenko, A.A. Kasilov, T.O. Kovalenko**
Influence of heat treatment on kinetics of senescence of the natural microcomposite of Al-CuAl₂ 90
- B.V. Borts, Y.G. Kazarinov, S.F. Skoromnaya, V.I. Tkachenko**
An experimental study of air bubbles dynamics in water at the rapid decompression 95
- T.A. Ignatyeva, A.N. Velikodnyy**
Influence of the electronic spectrum features on the electron mobility of Mo and Mo - Re alloy 102

Obituaries

- In memory of Yevgen Dmytrovych Volkov 109

Стаммі

- Ю.І. Горобець, С.О. Решетняк**
Двопроменезаломлення та відбиття поверхневих спінових хвиль у двоохосових феродіелектриках 4
- В.А. Рудаков, О.А. Водяницький**
Числові розрахунки особливостей розповсюдження нейтронно-температурних коливань в керованих ядерних системах 14
- О.Ю. Буки, С.О. Каленик**
Проста модель транспорту нейтронів і її застосування для розрахунку функцій відгуку кульового нейтронного спектрометра 23
- О.І. Калініченко, С.С. Перепьолкін, В.Є. Стрельницький**
Особливості формування термопружних піків при бомбардуванні важких металів іонами низьких і проміжних енергій 28
- О.С. Дєєв**
Відновлення спектральних характеристик рентгенівського випромінювання електронів в кристалі за допомогою ХРВ з вторинних мішеней 34
- В.І. Касілов**
Методика вимірювань перерізів, кутових та масових розподілів уламків у процесі електроподілу важких ядер в області енергій гігантського резонансу 41
- В.О. Лісовський, О.І. Пелюстка, В.О. Коваль**
Експериментальне дослідження режимів горіння і контракції тліючого розряду в CF₄ 46
- М.А. Шляхов**
Параметри деформації збуджених станів у моделі Нільсона 54
- В.В. Брюховецький, В.Ф. Клепиков, В.В. Литвиненко, А.В. Пойда, В.П. Пойда, А.Г. Пономарьов, М.А. Прихода, Є.М. Прохоренко, В.Т. Уваров**
Структурні зміни в поверхневому прошарку матричних алюмінієвих сплавів 1201 і 6111 в зоні дії імпульсного пучка електронів в режимі передплавлення 61
- З.Ф. Назиров, А.А. Завгородній, Р.В. Вовк, Д.О. Лотник**
Власний пінінг і надлишкова провідність монодомених монокристалів YBa₂Cu₃O_{7-δ} 65
- О.В. Дудник, Є.В. Курбатов, Е. Валтонен**
Амплітудні і швидкісні характеристики багатопіксельних лічильників фотонів S10931-050P і S10931-100P виробництва "Hamamatsu Photonics" 69
- В.Г. Кіріченко, О.В. Коваленко, В.М. Леонов**
Фактори розподілу і зростання зерен в полікристалічних 3D і 2D структурах 75
- В.Г. Кіріченко, О.В. Коваленко, В.М. Леонов, С.В. Старostenko, Т.О. Коваленко**
Вплив лазерного опромінення на мікроструктуру поверхні сплавів цирконію 80
- В.Г. Кіріченко, В.М. Леонов**
Структура і коагуляція дисперсних оксидних включень у альфа-залізі 86
- В.Е. Семенов, А.А. Касілов, Т.О. Коваленко**
Вплив термообробки на кінетику старіння естественного мікрокомпозиту Al-CuAl₂ 90
- Б.В. Борц, Ю.Г. Казарінов, С.Ф. Скоромна, В.І. Ткаченко**
Експериментальне дослідження динаміки пухирців повітря у воді при швидкій декомпресії 95
- Т.А. Ігнатська, А.Н. Великодний**
Вплив тонкої структури улектронного спектру на рухомість електронів в Мо та сплавах Мо – Re 102

Некрологи

- Пам'яті Євгена Дмитровича Волкова 109

UDK 537.6; 538.9
PACS: 75.30.Ds, 75.50.Dd**ДВОПРОМЕНЕЗАЛОМЛЕННЯ ТА ВІДБИТТЯ ПОВЕРХНЕВИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ
У ДВОХОСЬОВИХ ФЕРОДИЕЛЕКТРИКАХ****Ю.І. Горобець¹, С.О. Решетняк²**¹*Інститут магнетизму НАН та МОН України
бул. Вернадського, 36-б, 03142 Київ, Україна*²*Національний технічний університет України „Київський політехнічний інститут”
пр. Перемоги, 37, 03056 Київ, Україна**E-mail: s.reshetnyak@kpi.ua*

Received 2 February 2012, accepted 20 February 2012

Розглядаються процеси заломлення та відбиття поверхневих спінових хвиль в неоднорідному діелектричному ферромагнітному середовищі. В рамках формалізму спінової густини в обмінному наближенні отримано рівняння динаміки магнітного моменту та закон дисперсії спінових хвиль. Отримано рівняння ейконала та показники заломлення спінових хвиль. Визначено польові та частотні залежності показників заломлення та коефіцієнтів відбиття спінових хвиль на межі двох однорідних двохосьових ферромагнетиків з різними параметрами обмінної взаємодії, магнітної анізотропії та намагніченості насичення. Показано можливість застосування запропонованої системи в якості спінхвильових аналогів оптичних приладів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: магнітне поле, спінові хвилі, заломлення, анізотропія, відбиття.**ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ДВУОСНЫХ
ФЕРРОДИЕЛЕКТРИКАХ****Ю.И. Горобец¹, С.А. Решетняк²**¹*Інститут магнетизма НАН и МОН Украины
бул. Вернадского, 36-б, 03142 Киев, Украина*²*Национальный технический университет Украины „Киевский политехнический институт”
пр. Победы, 37, 03056 Киев, Украина*

Рассматриваются процессы преломления и отражения поверхностных спиновых волн в неоднородной диэлектрической ферромагнитной среде. В рамках формализма спиновой плотности в обменном приближении получено уравнение динамики магнитного момента и закон дисперсии спиновых волн. Получено уравнение эйконала и показатели преломления спиновых волн. Определены полевые и частотные зависимости показателей преломления и коэффициентов отражения спиновых волн на границе двух однородных двуосных ферромагнетиков с различными параметрами обменного взаимодействия, магнитной анизотропии и намагнитченности насыщения. Показана возможность применения предложенной системы в качестве спинволновых аналогов оптических приборов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнитное поле, спиновые волны, преломление, анизотропия, отражение.**DOUBLE REFRACTION AND REFLECTION OF SURFACE SPIN WAVES IN BIAxIAL FERROMAGNETIC
INSULATORS****Yu.I. Gorobets¹, S.O. Reshetnyak²**¹*Institute of Magnetism of NAS and MES of Ukraine
Vernadskiy av., 36-b, 03142 Kyiv, Ukraine*²*National Technical University of Ukraine „Kyiv Polytechnic Institute”
Peremohy av., 37, 03056 Kyiv, Ukraine*

The processes are considered of refraction and reflection of surface spin waves in inhomogeneous dielectric ferromagnetic medium. In the frameworks of the formalism of spin density in exchange mode the equation of magnetic moment dynamics and the dispersion law of spin waves are obtained. The eikonal equation and refraction indexes are obtained. The field and frequency dependencies of refraction indexes and reflection coefficients of spin waves are defined in an interface of two uniform biaxial ferromagnets with different parameters of exchange interaction, magnetic anisotropy and saturation magnetization. It is shown the possibility to use the proposed system as spinwave analogs of optical devices.

KEY WORDS: magnetic field, spin waves, refraction, anisotropy, reflection.

Стрімкий прогрес в області мікро- та нанотехнологій, що спостерігається протягом останніх десятиліть, викликає необхідність розробки нових матеріалів і пристроїв, у яких реалізується можливість використання переваг високочастотних хвиль. Зокрема, становить інтерес прикладне використання характерних рис спінових хвиль. Відзначимо, що вже активно розробляються та досліджуються магнітні структури, здатні керувати інтенсивністю спінових хвиль, які в них поширюються [1,2]. Крім того, за допомогою спін-хвильових пристроїв може здійснюватися обробка сигналу безпосередньо в надвисокочастотному діапазоні: фільтрація, дисперсійна та бездисперсійна затримка, керування фазою, згортання сигналів, магнітооптична модуляція світла та ін. [3-6]

Як правило, при теоретичному описі особливостей поширення спінових хвиль традиційно

використовується хвильовий підхід, що з успіхом застосовується, наприклад, для визначення різного роду спектральних характеристик магнітних матеріалів [7–11].

В цій роботі здійснюється застосування математичного апарату ВКБ-наближення до опису поведінки поверхневих спінових хвиль, які поширюються у двохосьовому феромагнітному середовищі з неоднорідним розподілом магнітних параметрів. Використання цього підходу дає можливість одержувати необхідну зміну напрямку поширення спінових хвиль (зокрема, фокусування) за допомогою створення штучних неоднорідностей магнітних параметрів середовища заданої конфігурації, а також шляхом зміни величини зовнішнього магнітного поля. Спінхвильові аналоги оптичних приладів, які дозволяють керувати інтенсивністю хвилі, зокрема, фокусувати та фільтрувати

Метою роботи є визначення показника заломлення спінових хвиль в просторово-неоднорідному двохосьовому феромагнетикі, розрахунок коефіцієнтів відбиття та проходження спінових хвиль крізь межу двох однорідних феромагнітних середовищ, а також аналіз частотних та польових залежностей цих величин.

В результаті будуть запропоновані спінхвильові аналоги оптичних приладів, які дозволяють керувати інтенсивністю спінових хвиль, зокрема, фокусувати та фільтрувати їх.

АНАЛІЗ ОСТАННІХ ДОСЛІДЖЕНЬ

У роботах [11–12] був розрахований показник заломлення об'ємних спінових хвиль, наведено методику застосування ВКБ – наближення для опису поширення об'ємних спінових хвиль в одновісних феромагнетиках, досліджувалася поведінка об'ємних спінових хвиль на межі розділу двох однорідних одновісних магнетиків з різними параметрами обмінної взаємодії й одноосьової магнітної анізотропії, вивчався вплив параметрів матеріалу на відбивальні характеристики, а також розраховувалися параметри приладів, які можуть бути побудовані на основі отриманих ефектів. Робота [13] розширила область застосування геометрооптичного підходу на розповсюдження спінових хвиль у слабо неоднорідних середовищах. Особливості поширення поверхневих спінових хвиль в одновісних феромагнетиках були розглянуті в роботі [14]. Заломлення та відбиття об'ємних спінових хвиль у двохосьовому феромагнетикі досліджувалася в роботі [15].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

В даній роботі наводяться розрахунки щодо поведінки поверхневих спінових хвиль у магнітодвохосьовому середовищі у випадку безперервного розподілу параметрів обмінної взаємодії, одновісної та ромбічної анізотропії, а також намагніченості насичення. Крім того, розраховано показник заломлення й інтенсивність відбиття поверхневої спінової хвилі на межі двох однорідних феромагнетиків з різними значеннями параметрів одноосьової й ромбічної магнітної анізотропії, констант обмінної взаємодії й намагніченості насичення.

Розглянемо необмежений феромагнетик, який складається із двох напівнескінчених частин, що контактують уздовж площини yOz , і мають у відповідних півпросторах значення намагніченості насичення M_{01} та M_{02} , а також значення параметрів обмінної взаємодії α_j одноосьової β_j і ромбічної ρ_j магнітної анізотропії, які безперервно (або кусково–безперервно) і повільно змінюються. Легка вісь магнетика й зовнішнє постійне магнітне поле H_0 спрямовані уздовж осі Oz .

РІВНЯННЯ ДИНАМІКИ МАГНІТНОГО МОМЕНТУ

Густина енергії магнетика описаної конфігурації в обмінному (високочастотному) наближенні має вигляд [16]:

$$w = \sum_{j=1}^2 \theta \left[(-1)^j x \right] w_j + A \delta(x) \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2, \quad (1)$$

де

$$w_j = \frac{\alpha_j}{2} \left(\frac{\partial m_j}{\partial x_k} \right)^2 + \frac{\beta_j}{2} (m_{jx}^2 + m_{jy}^2) + \frac{\rho_j}{2} m_{jx}^2 - H_0 M_{jz}, \quad (2)$$

$\theta(x)$ – сідчаста функція Хевісайда; $\delta(x)$ – дельта-функція Дірака, A – параметр, що характеризує обмінну взаємодію в інтерфейсі між півпросторами при $x=0$; $\mathbf{M}_j = M_{0j} \mathbf{e}_z + \mathbf{m}_j$, \mathbf{m}_j – малі відхилення намагніченості від основного стану, $j=1,2$.

Будемо використовувати формалізм спінової густини [16], відповідно до якого намагніченість можна представити у вигляді:

$$\mathbf{M}_j(\mathbf{r}, t) = M_{0j} \Psi_j^+(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma} \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad j=1,2. \quad (3)$$

де $\Psi_j(\mathbf{r}, t)$ – квазікласичні хвильові функції, що грають роль параметра порядку спінової густини, \mathbf{r} – радіус-

вектор декартової системи координат, σ – двохрядні матриці Паулі.

Принцип найменшої дії призводить до таких рівнянь Лагранжа для Ψ_j при відсутності згасання у системі [16]:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\mu_0 \mathbf{H}_{ej}(\mathbf{r}, t) \sigma \Psi_j(\mathbf{r}, t), \quad (4)$$

де μ_0 – магнетон Бора, $\mathbf{H}_{ej} = -\frac{\partial w_j}{\partial \mathbf{M}_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{\partial w_j}{\partial (\partial \mathbf{M}_j / \partial x_k)}$.

В рамках лінійної теорії збурень за умови $\mathbf{M}_j^2 = const$ загальний розв'язок рівняння (4) будемо шукати у вигляді:

$$\Psi_j(\mathbf{r}, t) = \exp(i\mu_0 H_0 t / \hbar) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \chi_j(\mathbf{r}, t) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Тут $\chi_j(\mathbf{r}, t)$ – малі добавки до елементів функції $\Psi_j(\mathbf{r}, t)$, які описують відхилення магнітного моменту від основного стану в першому порядку теорії збурень.

Таким чином, лінеаризація рівняння (4) з урахуванням (5) приводить до таких рівнянь:

$$\begin{aligned} -\frac{i\hbar}{2\mu_0 M_{0j}} \frac{\partial \chi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \left(\alpha_j(\mathbf{r}) \Delta - \beta_j(\mathbf{r}) - \frac{\rho_j(\mathbf{r})}{2} - \tilde{H}_{0j} \right) \chi_j(\mathbf{r}, t) - \frac{\rho_j(\mathbf{r})}{2} \chi_j^*(\mathbf{r}, t), \\ \frac{i\hbar}{2\mu_0 M_{0j}} \frac{\partial \chi_j^*(\mathbf{r}, t)}{\partial t} &= \left(\alpha_j(\mathbf{r}) \Delta - \beta_j(\mathbf{r}) - \frac{\rho_j(\mathbf{r})}{2} - \tilde{H}_{0j} \right) \chi_j^*(\mathbf{r}, t) - \frac{\rho_j(\mathbf{r})}{2} \chi_j(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \quad (6)$$

Тут $\tilde{H}_{0j} = \frac{H_0}{M_{0j}}$. Виражаючи $\chi_j^*(\mathbf{r}, t)$ з одного з рівнянь системи (6) і підставляючи в інше,

приходимо до наступного рівняння динаміки намагніченості:

$$-\frac{\hbar^2}{(2\mu_0 M_{0j})^2} \frac{\partial^2 \chi_j(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \left[\alpha_j^2 \Delta^2 - 2\alpha_j \left(\beta_j + \frac{\rho_j}{2} + \tilde{H}_{0j} \right) \Delta + (\beta_j + \tilde{H}_{0j})(\beta_j + \rho_j + \tilde{H}_{0j}) \right] \chi_j(\mathbf{r}, t). \quad (7)$$

На поверхні $z=0$ має виконуватися гранична умова [17]:

$$\frac{\partial \chi_j}{\partial z}(x, y, 0, t) - L_j \chi_j(x, y, 0, t) = 0, \quad (8)$$

де L_j – параметр закріплення спинів на поверхні магнетика. Виділимо ту гілку, яка відповідає поверхневій хвилі. При згасанні в область від'ємних значень осі аплікат амплітуда таких коливань має залежність $e^{k_z z}$, звідки на поверхні маємо $k_{zj} = L_j$. Тоді, застосовуючи перетворення Фур'є ($\chi_j(\mathbf{r}, t) \sim e^{k_z z} e^{i(\mathbf{k}_\perp \mathbf{r}_\perp - \omega t)}$), отримуємо з рівняння (7) для поверхневої спінової хвилі, яка експоненціально загасає вглиб магнетика уздовж осі Oz , дисперсійне співвідношення:

$$\begin{aligned} \Omega_j^2 &= \left[\alpha_j(\mathbf{r}_\perp) k_{\perp j}^2(\mathbf{r}_\perp) + \beta_j(\mathbf{r}_\perp) + \tilde{H}_{0j} - \alpha_j(\mathbf{r}_\perp) L_j^2 \right] \times \\ &\times \left[\alpha_j(\mathbf{r}_\perp) k_{\perp j}^2(\mathbf{r}_\perp) + \rho_j(\mathbf{r}_\perp) + \beta_j(\mathbf{r}_\perp) + \tilde{H}_{0j} - \alpha_j(\mathbf{r}_\perp) L_j^2 \right], \end{aligned} \quad (9)$$

де $\Omega_j = \frac{\omega \hbar}{2\mu_0 M_{0j}}$, ω – частота, $\mathbf{k}_j = (\mathbf{k}_{\perp j}, k_{zj})$ – хвильовий вектор, $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$.

РІВНЯННЯ ЕЙКОНАЛУ ТА ПРОСТОРОВО-НЕОДНОРІДНИЙ ПОКАЗНИК ЗАЛОМЛЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ

Щоб спростити рівняння (7), скористаємося методом Венцеля-Крамерса-Брилюена, слідуючи [18,19].

Представимо в (7) $\chi_j(\mathbf{r}_\perp, t) = C \exp[i(k_0 s_j(\mathbf{r}_\perp) - \omega t)]$, де k_0 – абсолютне значення хвильового вектора поверхневої хвилі, наприклад, на нескінченно великій відстані від межі $x=0$ з боку падаючої хвилі (визначеність цієї величини, як буде показано нижче, є необхідною тільки з метою відносного виміру $\mathbf{k}(\mathbf{r}_\perp)$ при визначенні показника заломлення), C – повільно мінлива амплітуда. Як випливає з (9),

$$\alpha(\mathbf{r}_\perp) k_\perp^2(\mathbf{r}_\perp) = \alpha(\mathbf{r}_\perp) L_j^2 - \frac{\rho(\mathbf{r}_\perp)}{2} - \beta(\mathbf{r}_\perp) - \tilde{H}_{0j} \pm \sqrt{\Omega_j^2 + \frac{\rho^2(\mathbf{r}_\perp)}{4}}.$$

Якщо довжина спінової хвилі λ задовольняє умові переходу до геометричної оптики:

$$\lambda \ll a, \quad (10)$$

де a – характерний розмір наявних у середовищі неоднорідностей, то з (7) отримуємо аналог класичного рівняння Гамільтона - Якобі:

$$(\nabla_{\perp} s_j(\mathbf{r}_{\perp}))^2 = n_j^2(\mathbf{r}_{\perp}), \quad (11)$$

де $s_j(\mathbf{r}_{\perp})$ – просторова залежність ейконалу,

$$\begin{aligned} \nabla_{\perp} &= \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y}, \\ n_j^2(\mathbf{r}_{\perp}) &= \frac{k_j^2(\mathbf{r}_{\perp})}{k_0^2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Як й в оптиці [17], будемо вважати, що права частина рівняння (11) представляє собою квадрат показника заломлення, тобто

$$n_j^{\pm}(\mathbf{r}_{\perp}) = \frac{1}{k_0^{\pm}} \left[\alpha(\mathbf{r}_{\perp}) L_j^2 - \frac{\rho(\mathbf{r}_{\perp})}{2} - \beta(\mathbf{r}_{\perp}) - \tilde{H}_{0j} \pm \frac{(\Omega_j^2 + \rho^2(\mathbf{r}_{\perp})/4)^{1/2}}{\alpha(\mathbf{r}_{\perp})} \right]^{1/2}, \quad (13)$$

оскільки відношення модулів хвильових векторів у двох різних точках простору характеризує зміну напрямку поширення спінової хвилі.

Як бачимо, завдяки закріпленню спінів на поверхні магнетика, можливе спостереження ефекту двопронезаломлення поверхневої спінової хвилі. Відзначимо, що у випадку поширення об'ємних спінових хвиль, як й у випадку відсутності закріплення спінів на поверхні, існує тільки одна гілка, що відповідає вибору позитивного знаку в (13). Якщо ж значення $\alpha(\mathbf{r}_{\perp}) L_j^2$ досить велике, то з'являється друга гілка, що відповідає вибору від'ємного знаку в (13).

Записавши рівняння (11) у вигляді

$$H = \frac{1}{2} [\mathbf{p}^2 - n^2(\mathbf{r}_{\perp})] = 0,$$

де $\mathbf{p} = \nabla_{\perp} s$, отримуємо рівняння променів у гамільтоновій формі:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{r}} &= \mathbf{p}, \\ \dot{\mathbf{p}} &= \frac{1}{2} \nabla_{\perp} n^2(\mathbf{r}_{\perp}). \end{aligned}$$

З (11) випливає, що

$$|\nabla s_{\perp}(\mathbf{r}_{\perp})| = \frac{ds(\mathbf{r}_{\perp})}{d\tau} = n(\mathbf{r}_{\perp}),$$

де $d\tau = \sqrt{dx^2 + dy^2}$ – елемент траєкторії променя. Тому функцію s можна визначити як криволінійний інтеграл уздовж траєкторії променя:

$$s = \int_A^B n d\tau. \quad (14)$$

Мінімізуючи (14) за допомогою принципу Ферма [20], отримуємо рівняння траєкторії променя [18]:

$$\frac{d}{d\tau} \left(n \frac{d\mathbf{r}_{\perp}}{d\tau} \right) = \nabla_{\perp} n.$$

ЗАЛОМЛЕННЯ ПОВЕРХНЕВОГО СПІНОВОГО ПРОМЕНЯ НА МЕЖІ РОЗДІЛУ ДВОХ ОДНОРІДНИХ ДВОХОСЬОВИХ ФЕРОМАГНЕТИКІВ

Використаємо формулу (14) у застосуванні, наприклад, до напівнескінченного феромагнетика, що складається із двох контактуючих однорідних частин (рис. 1).

Нехай на межу розділу двох магнетиків з параметрами $\alpha_1, \beta_1, \rho_1, M_{01}, L_1$ й $\alpha_2, \beta_2, \rho_2, M_{02}, L_2$ відповідно, які стикаються уздовж площини yz , з боку першого магнетика падає спінова хвиля. Промінь поширюється із точки (x_1, y_1, z_1) , розташованої в середовищі 1, що має показник заломлення $n_0=1$, до точки (x_2, y_2, z_2) у середовищі 2 з показником заломлення, рівним, згідно з (13),

$$n^{\pm} = \sqrt{\frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}}},$$

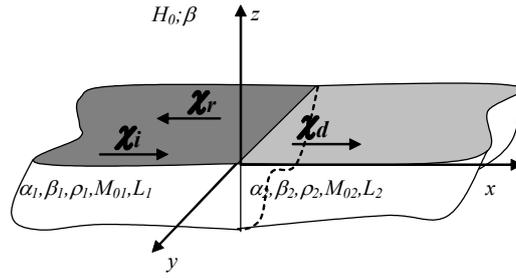


Рис. 1. Ферромагнітна структура.

перетинаючи границю розділу середовищ у точці $(0, y, z)$. У цьому випадку з умов екстремуму функції s випливає:

$$\frac{\sin \theta_1^\pm}{\sin \theta_2^\pm} = \frac{k_2^\pm}{k_0^\pm} = \frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}} = n^\pm, \quad (15)$$

де θ_1^\pm – кут падіння, θ_2^\pm – кут заломлення.

Цей же результат можна отримати також з інших міркувань, зіставивши в (7) падаючій хвилі функцію

$$\chi_I = \exp(i(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega t)), \quad (16)$$

відбитій хвилі – функцію

$$\chi_R = R \exp(i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r} - \omega t)), \quad (17)$$

хвилі, що пройшла – функцію

$$\chi_D = D \exp(i(\mathbf{k}_2 \mathbf{r} - \omega t)), \quad (18)$$

де R – комплексна амплітуда відбиття спінової хвилі від границі розділу, D – амплітуда проходження, \mathbf{k}_0 ,

\mathbf{k}_1 – хвильові вектори падаючої та відбитої хвиль відповідно, \mathbf{k}_2 – хвильовий вектор хвилі що пройшла.

У силу того, що, з урахуванням граничних умов (8),

$$\begin{aligned} (k_0^\pm)_\perp^2 &= (k_1^\pm)_\perp^2 = \frac{1}{\alpha_1} \left(\alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \frac{\rho_1}{2} - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \frac{\rho_1^2}{4}} \right), \\ (k_2^\pm)_\perp^2 &= \frac{1}{\alpha_2} \left(\alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \frac{\rho_2}{2} - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \frac{\rho_2^2}{4}} \right), \end{aligned}$$

де

$$k_{1x} = -\sqrt{(k_1)_\perp^2 - k_{1y}^2}, \quad k_{2x} = \sqrt{(k_2)_\perp^2 - k_{2y}^2}$$

(мінус у виразі для k_{1x} відповідає хвилі, яка уходить від межі розділу), а на межі розділу $k_{0y} = k_{1y} = k_{2y}$, отримуємо, що падаюча, відбита й минула хвилі, а також нормаль до поверхні в точці падіння лежать в одній площині, а кут падіння дорівнює куту відбиття. Це твердження аналогічно закону відбиття світлових хвиль в оптиці [17].

При дійсних k_{2x} , тобто при виконанні умови

$$(k_2)_\perp^2 > k_{2y}^2,$$

що еквівалентно

$$\frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}} > \sin^2 \theta_1^\pm,$$

отримуємо формулу (15).

Якщо ж $(k_2)_\perp^2 < k_{2y}^2$ (сюди ж відноситься випадок $k_1^2 > 0$, $k_2^2 < 0$), то

$$k_{2x} = -i\sqrt{k_{1y}^2 - (k_2)_\perp^2} = -i/2h,$$

$$\chi_D(\mathbf{r}_\perp, t) = D \exp(-x/2h) \exp(i(k_{2y}y - \omega t)),$$

тобто величина h відіграє роль глибини проникнення спінової хвилі вглиб другого матеріалу й дорівнює

$$h^{\pm} = \frac{1}{(k_0^{\pm})_{\perp} \sqrt{\sin^2 \theta_1^{\pm} - (n^{\pm})^2}}.$$

Граничний кут повного відбиття визначається виразом:

$$\sin \theta_0^{\pm} = \left(\frac{\alpha_1 \alpha_2 L_2^2 - \beta_2 - \rho_2/2 - \tilde{H}_{02} \pm \sqrt{\Omega_2^2 + \rho_2^2/4}}{\alpha_2 \alpha_1 L_1^2 - \beta_1 - \rho_1/2 - \tilde{H}_{01} \pm \sqrt{\Omega_1^2 + \rho_1^2/4}} \right)^{1/2}.$$

ВІДБИТТЯ ПОВЕРХНЕВИХ СПІНОВИХ ХВИЛЬ НА МЕЖІ РОЗДІЛУ ДВОХ ОДНОРІДНИХ ДВОХОСЬОВИХ СЕРЕДОВИЩ

У всіх випадках, коли мова йде про процеси відбиття й заломлення хвиль будь-якої природи, представляється важливим оцінити співвідношення інтенсивностей відбитої хвилі та хвилі що пройшла. Якщо інтенсивність відбитої хвилі набагато перевершує інтенсивність хвилі, яка пройшла, то структуру, що є об'єктом досліджень, можна застосовувати як основу для конструювання дзеркал різного типу (маються на увазі плоскі, опуклі або ввігнуті дзеркала типу сферичних, циліндричних і т.п.). У протилежному ж випадку, коли інтенсивність минулої хвилі набагато більше інтенсивності відбитої, структура може послужити основою для створення лінз із необхідними параметрами.

Отримаємо вирази для амплітуд відбиття й проходження спінової хвилі, використовуючи граничні умови, які випливають з вигляду енергії (1)–(2) для $\chi(\mathbf{r}, t)$ на межі розділу середовищ:

$$\begin{aligned} [A\gamma(\chi_2 - \chi_1) + \alpha_1 \chi_1']_{x=0} &= 0, \\ [A(\chi_1 - \chi_2) - \gamma \alpha_2 \chi_2']_{x=0} &= 0. \end{aligned}$$

Відзначимо, що ці граничні умови враховують „якість” обмінної взаємодії на межі розділу, яка характеризується параметром A . Якщо $A \rightarrow \infty$, отримуємо „ідеальні” граничні умови:

$$\begin{aligned} \chi_2 &= \chi_1, \\ \alpha_1 \chi_1' &= \alpha_2 \chi_2'. \end{aligned}$$

Якщо ж $A \rightarrow 0$, то маємо відсутність обміну на межі розділу. Підставляючи сюди значення $\chi(\mathbf{r}, t)$ в експонентній формі (16)–(18), приходимо до виразів для амплітуд відбиття й проходження спінової хвилі (знаки \pm опускаємо для спрощення запису):

$$\begin{aligned} R &= \frac{k_0 \alpha_1 \alpha_2 \gamma \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - iA (\alpha_1 \cos \theta_1 - \alpha_2 \gamma^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1})}{k_0 \alpha_1 \alpha_2 \gamma \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - iA (\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \gamma^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1})}, \\ D &= \frac{-2iA \alpha_1 \cos \theta_1}{k_0 \alpha_1 \alpha_2 \gamma \cos \theta_1 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1} - iA (\alpha_1 \cos \theta_1 + \alpha_2 \gamma^2 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_1})}. \end{aligned} \quad (19)$$

ОЦІНКИ ПАРАМЕТРІВ СПІНОВИХ ЛІНЗ І ДЗЕРКАЛ ДЛЯ ДВОХОСЬОВИХ ФЕРОМАГНЕТИКІВ

Наведемо оцінки параметрів матеріалів у випадку тонкої лінзи й при малих кутах падіння спінових променів стосовно оптичної осі лінзи, які забезпечують необхідну прозорість лінзи [13]. Оскільки інтенсивність відбитої хвилі визначається квадратом модуля амплітуди відбиття й, як випливає з (19),

$$|R|^2 \approx \left[\frac{\alpha_1 - \alpha_2 \gamma^2 n}{\alpha_1 + \alpha_2 \gamma^2 n} \right]^2$$

(для малих кутів падіння й $A \rightarrow \infty$, що відповідає ідеальному обміну на межі контакту однорідних середовищ), то, вимагаючи виконання умови $|R|^2 < \eta$, де η – необхідний ступінь малості коефіцієнту відбиття, отримуємо обмеження на n й, отже, на $\alpha, \beta, \rho, \omega, L, M_0$ й H_0 :

$$\frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} < \frac{\alpha_2}{\alpha_1} n < \frac{1 + \sqrt{\eta}}{1 - \sqrt{\eta}}.$$

Зокрема, при $\alpha_1 = \alpha_2$, $M_{01} = M_{02}$, $L_1 = L_2$ коефіцієнт відбиття не перевищує 10%, якщо $0,52 < n < 1,92$. При такому співвідношенні отримуємо поверхню, яка пропускає 90 % падаючої хвилі, тож отримуємо лінзу з малим відбиттям. Відповідні обмеження у випадку дзеркала мають такий вигляд:

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} n < \frac{1 - \sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}} \quad \text{або} \quad \frac{\alpha_2}{\alpha_1} n > \frac{1 + \sqrt{\eta}}{1 - \sqrt{\eta}}.$$

Наприклад, $|R|^2 > 0,9$ досягається для $\alpha_1 = \alpha_2$, $M_{01} = M_{02}$, $L_1 = L_2$ при $n < 0,03$ або $n > 37,97$.

Для виконання умови геометричності оптики (10) товщина лінзи або дзеркала обмежується нерівністю:

$$a \gg 2\pi \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha L^2 - \beta - \rho/2 - \tilde{H}_0 \pm \sqrt{\Omega^2 + \rho^2/4}}}. \quad (20)$$

Як видно з (15), (19) та (20), підбір параметрів для побудови лінзи або дзеркала не представляє труднощів для широкого спектру магнітних матеріалів [21]. Зокрема, у випадку ферит-гранатів з умови (20) для тонкої лінзи впливає, що за порядком $a > 10^{-6}$ см.

Фокусна відстань f лінзи визначається за формулою

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right),$$

де R_1 , R_2 – радіуси кривизни поверхонь лінзи. Наприклад, для лінзи, сформованої з ферит-гранату в іншому ферит-гранаті, при радіусі кривизни $R_1 = -R_2 = 1$ мкм (з урахуванням прийнятого в оптиці правила, що для двовипуклих лінз $R_1 > 0$, а $R_2 < 0$), товщині лінзи $a = 0,1$ мкм та показнику заломлення $n = 1,8$ отримуємо фокусну відстань $f \approx 0,6$ мкм, що на 2–3 порядки менше за глибину згасання в таких матеріалах.

ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

На рис. 2–3 зображені залежності інтенсивності відбиття $I_{R^+} = |R^+|^2$ й показника заломлення n^+ від частоти поверхневої спінової хвилі при характерних значеннях параметрів матеріалу [21]. Добре видно, що шляхом підбору параметрів матеріалу можна досягти необхідного співвідношення інтенсивностей відбитої хвилі та хвилі що пройшла для обраної частоти. Крім того, як впливає з рис. 4, інтенсивність відбиття істотно залежить від величини зовнішнього однорідного магнітного поля, що дає можливість керувати інтенсивністю відбитої хвилі в широких межах шляхом зміни лише тільки значення зовнішнього магнітного поля при фіксованих параметрах матеріалу. При цьому характер зміни показника заломлення відбитий на рис. 5.

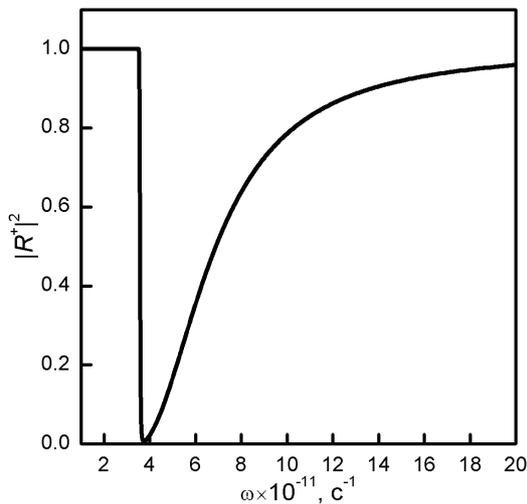


Рис. 2. Залежність коефіцієнту відбиття $|R^+|^2$ від частоти спінової хвилі ω при $\alpha_1 = 10^{-11}$ см², $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11}$ см², $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^5$ см⁻¹, $M_{01} = 100$ Гс, $M_{02} = 105$ Гс, $A/c = 10^7$ (c – стала гратки), $\theta_1 = \pi/80$, $\tilde{H}_{01} = 187$.

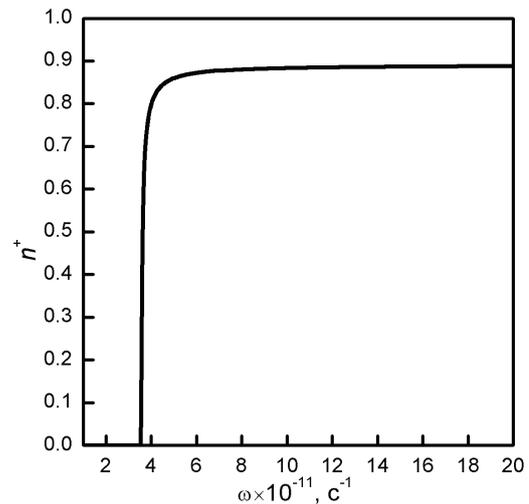


Рис. 3. Залежність показника заломлення n^+ від частоти ω при $\alpha_1 = 10^{-11}$ см², $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11}$ см², $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^5$ см⁻¹, $M_{01} = 100$ Гс, $M_{02} = 105$ Гс, $\tilde{H}_{01} = 187$.

Таким чином, існує можливість досягнення необхідного значення коефіцієнта відбиття від неоднорідного двохосового вкраплення, що грає роль лінзи або дзеркала, шляхом зміни значення зовнішнього магнітного поля. При цьому коефіцієнт відбиття може істотно змінюватися без зміни параметрів середовища, що дає можливість використати одну й ту ж саму неоднорідність як в якості лінзи, так і в якості дзеркала при тих самих параметрах структури.

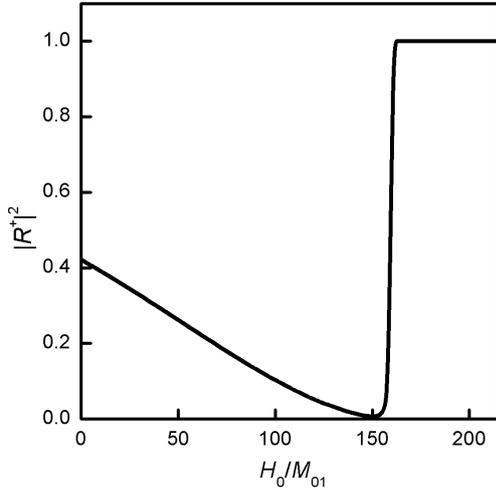


Рис. 4. Залежність коефіцієнту відбиття $|R^+|^2$ від величини зовнішнього постійного однорідного магнітного поля при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^5 \text{ см}^{-1}$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $A/c = 10^7$, $\theta_1 = \pi/80$, $\omega = 3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

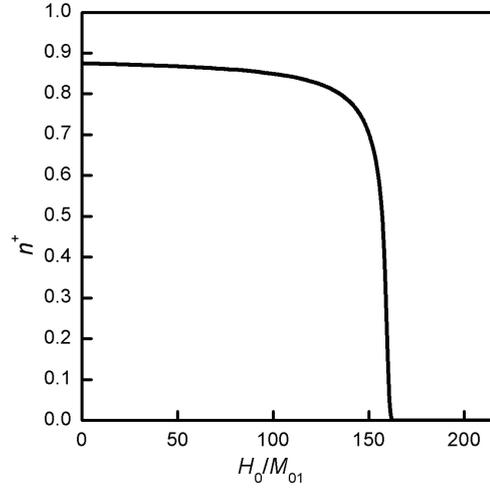


Рис. 5. Залежність показника заломлення n^+ від величини зовнішнього постійного магнітного поля при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^5 \text{ см}^{-1}$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $\omega = 3 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$.

На рис. 6–9 наведені залежності інтенсивності відбиття $I_{R^-} = |R^-|^2$ й показника заломлення n^- від частоти поверхневої спінової хвилі й величини зовнішнього магнітного поля при значеннях параметрів матеріалу, що допускають існування цієї гілки спінових хвиль. Прямуювання до нескінченності показника заломлення на рис. 7,9 відповідає початку забороненої зони в першому матеріалі. На рис. 6,8 цей факт умовно відзначений лінією, що відповідає повному відбиттю, хоча насправді в цьому випадку відсутня падаюча хвиля через швидке загасання в першому середовищі.

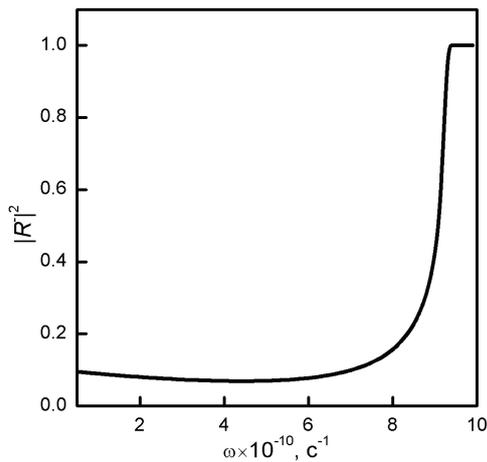


Рис. 6. Залежність коефіцієнту відбиття $|R^-|^2$ від частоти спінової хвилі ω при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $A/c = 10^7$, $\theta_1 = \pi/80$, $\tilde{H}_{01} = 37$.

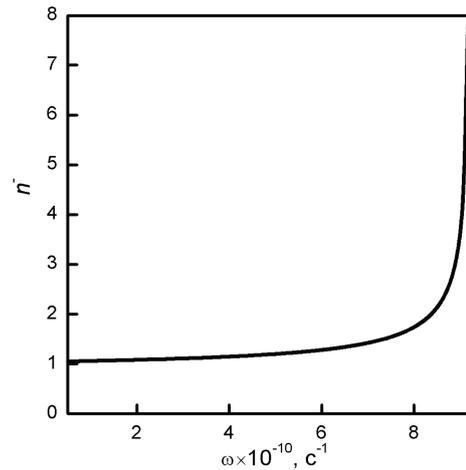


Рис. 7. Залежність показника заломлення n^- від частоти ω при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $\tilde{H}_{01} = 37$.

Слід відзначити, що при необхідності можна підібрати параметри матеріалу таким чином, що через границю розділу будуть проходити лише хвилі, які відповідають однієї з гілок, в той час як хвилі другої гілки будуть повністю відфільтровуватися. Звичайно, при певних параметрах можна реалізувати й ситуацію, при якій «мінусова» гілка при зростанні частоти (або зовнішнього поля) спочатку потрапить у заборонену зону другого матеріалу, у той час як у першому матеріалі зона буде усе ще дозволеною. Це буде відповідати реальному повному відбиттю від границі розділу.

Відзначимо також, що, оскільки фокусна відстань f лінзи залежить від показника заломлення, магнітне поле та частота можуть бути тими чинниками, які разом із зміною показника заломлення спінової хвилі змінюють також фокусну відстань спін-хвильової лінзи без зміни магнітних параметрів середовищ.

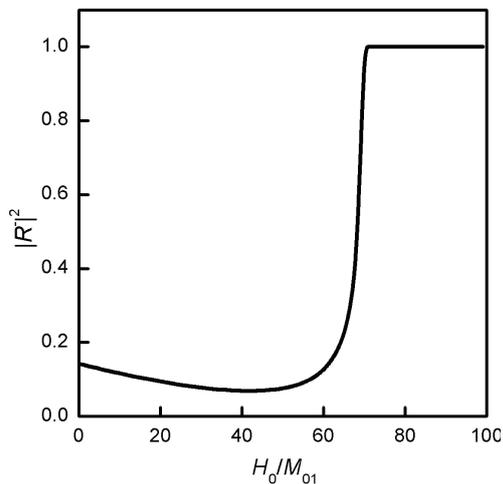


Рис. 8. Залежність коефіцієнту відбиття $|R|^{-2}$ від величини зовнішнього постійного однорідного магнітного поля при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $A/c = 10^7$, $\theta_1 = \pi/80$, $\omega = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

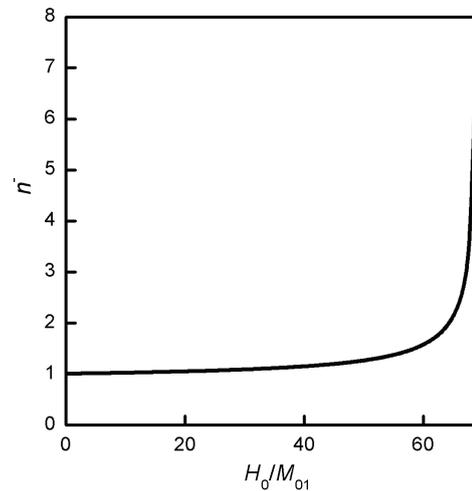


Рис. 9. Залежність показника заломлення n^- від величини зовнішнього постійного однорідного магнітного поля при $\alpha_1 = 10^{-11} \text{ см}^2$, $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$, $\beta_1 = 10$, $\beta_2 = 15$, $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$, $L_1 = L_2 = 10^6 \text{ см}^{-1}$, $M_{01} = 100 \text{ Гс}$, $M_{02} = 105 \text{ Гс}$, $\omega = 3,6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

ВИСНОВКИ

Таким чином, в рамках ВКБ-наближення, застосованого до випадку поширення поверхневих спінових хвиль у двохосьових феромагнетиках, показано, що характер заломлення спінової хвилі на межі розділу двох однорідних середовищ проявляє ефект двопронезаломлення завдяки закріпленню спінів на поверхні матеріалу. При цьому кожна із двох гілок має свій вигляд коефіцієнту відбиття спінової хвилі від границі розділу середовищ, що дозволяє досягти необхідного співвідношення інтенсивностей пройшовших крізь границю хвиль, які відповідають різним гілкам, аж до повного виключення однієї з гілок. Отримано вклад параметру обміну в інтерфейсі в амплітуді відбитої та пройшовшої хвиль. Показано, що при великих значеннях цього параметру відповідні граничні умови зводяться до звичайних обмінних граничних умов. Аналізуючи вираз (19), слід відзначити, що в двохосьових феромагнітних структурах можливість досягнення будь-якого значення коефіцієнту відбиття для обраної частоти шляхом зміни тільки величини зовнішнього магнітного поля при фіксованих параметрах матеріалу існує лише при великих значеннях параметру обміну в інтерфейсі, а при зменшенні цього параметру відбиття хвиль стає превалюючим над проходженням, і значення максимуму амплітуди проходження хвилі зменшується, прямуючи до нуля при $A \rightarrow 0$.

Виявлені закономірності можуть бути з успіхом використані при розробці приладів спінхвильової мікроелектроніки як в якості фільтрів, так й у якості спінхвильових аналогів оптичних пристроїв. Зокрема, наведені розрахунки дозволяють побудувати лінзи або дзеркала зі змінною фокусною відстанню та змінною відбиттевою здатністю, керувати властивостями яких можна за допомогою зовнішнього магнітного поля. Відзначимо, що фокусні відстані та інші параметри двофокусної спіхвильової лінзи були визначені та досліджені в роботі [22].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Gorobets Yu.I., Kuchko A.N., Vasil'ev S.V. Vozbuzhdenie modulirovannykh spinovykh voln odnomernym defektom anizotropii // FMM. – 1998. – Т. 85, № 3. – С. 40-45.
2. Kruglyak V.V., Hicken R.J., Kuchko A.N., Gorobets V.Yu. Spin waves in a periodically layered magnetic nanowire // J. Appl. Phys. – 2005. – Vol. 98, № 1. – P. 014304.
3. Vázquez M. Soft magnetic wires // Physica B: Condensed Matter. – 2001. – Vol. 299, № 3-4. – P 302-313.

4. Rutkin O. G., Kovshikov N.G., Stashkevich A.A., Kalinikov B. A., Ageev A.N. , Trifonov A.C., Kravchenko V. B., Filimonova L. M. Vzaimodeystvie opticheskikh volnovodnykh mod so spinovymi volnami v plynke ING // Pis'ma v ZhTF. – 1985. – T.11., № 15. – S. 933-936.
5. Gulyaev Yu.V., Ignat'ev I.A., Plekhanov V.G., Popkov A.F. Rasseyanie sveta v girotropnom volnovode na spinovoy volne // Radiotekhnika i elektronika. – 1985. – T.30, № 8. – S.1522-1530.
6. Gurevich A.G. Magnetizm na sverkhvysokikh chastotakh // Sorosovskiy obrazovatel'nyy zhurnal. – 1999. – № 1. – S. 98-104.
7. Gan J.Y., Zhang F.C., Su Z.B. Spin wave theory for antiferromagnetic XXZ spin model on a triangle lattice in the presence of an external magnetic field // Phys. Rev. B. - 2003. – Vol. 67, №14. – P. 4427.
8. Buchmeier M., Kuanr B.K., Gareev R.R., Bürgler D.E., Grünberg P. Spin waves in magnetic double layers with strong antiferromagnetic interlayer exchange coupling: Theory and experiment // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 67, №18. – P. 4404.
9. Fransson J., Holmström E., Eriksson O., Sandalov I. Theory of spin filtering through quantum dots // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 67, №20. – P. 5310.
10. Antropov V.P. The exchange coupling and spin waves in metallic magnets: removal of the long-wave approximation // JMMM. – 2003. – Vol. 262. – P. 192–197.
11. Gorobets Yu.I., Reshetnyak S.A. Otrazhenie i prelomlenie spinovykh voln v odnoosnykh magnetikakh v priblizhenii geometricheskoy optiki // ZhTF. – 1998. – T. 68, № 2. – S. 60–63.
12. Gorobets Yu.I., Reshetnyak S.O., Khomenko T.A. Filtration of spin-wave signal at transmission of data through a ferromagnetic medium // Data Science Journal. – 2008. – Vol. 7, №12. – P. 167–170.
13. Reshetnyak S.O. Kharakterystyky spin-khvil'ovykh analogiv optychnykh pryladiv dlya spinovogo promeny v neodnorodnomu magnitnomu seredovyshchi // Naukovi visti NTUU «KPI». – 2001. – № 6. – S. 133–136.
14. Gorobets' Yu.I., Reshetnyak S.O. Nablizhennya geometrichnoyi optyky dlya poverkhnevykh spinovykh khvyli' v odnovisnomu magnitnomu seredovyshchi // Naukovi visti NTUU «KPI». – 2003. – № 1. – S. 132–137.
15. Gorobets Yu.I., Reshetnyak S.A. Refraction and reflection of bulk spin waves on a boundary of two homogeneous dielectric ferromagnets having biaxial anisotropy // Functional materials. – 2004. – Vol. 11, №3. – P. 436–440.
16. Bar'yakhtar V.G., Gorobets Yu.I.. Tsilindricheskie magnitnye domeny i ikh reshetki. – K.: Naukova dumka. – 1988. – 168 s.
17. Akhiezer A.I., Bar'yakhtar V.G., Peletminskiy S.V. Spinovye volny – M.: Nauka, 1967. – 368 s.
18. Kravtsov Yu.A., Orlov Yu. I. Geometricheskaya optika neodnorodnykh sred – M.: Nauka, 1980. – 302 s.
19. Mors F.M., Feshbakh G. Metody teoreticheskoy fiziki, T. 2. – M.: Izd-vo in. lit., 1960. – 896 s.
20. Kurant R. Uravneniya s chastnymi proizvodnymi – M.: Mir, 1964. – 830 c.
21. Eshenfel'der A.. Fizika i tekhnika tsilindricheskikh magnitnykh domenov – M.: Mir, 1983. – 496 s.
22. Berezhinskiy A.S., Reshetniak S.A. Refraction of spin waves by bifocal surface ferromagnetic lens // JMMM. – 2012. – Vol. 324, №2. – P. 231-234.

УДК:621.039.5

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЛЕБАНИЙ В УПРАВЛЯЕМЫХ ЯДЕРНЫХ СИСТЕМАХ

В.А. Рудаков, А.А. Водяницкий

*ННЦ Харьковский физико-технический институт
Украина, 61108, Харьков, ул. Академическая, 1
E-mail: rudakov@kipt.kharkov.ua*

Received 12 January 2012, accepted 23 February 2012

Разработанная теоретическая модель и экспериментальные измерения на реакторах ВВЭР-1000 Запорожской АЭС нейтронных шумов в зависимости от частоты свидетельствуют об интенсивных осцилляциях плотности тепловых нейтронов в нейтронных размножающих системах с теплоносителем. Амплитуды сигналов значительно уменьшаются с ростом частоты. При малых же её значениях (от долей единицы до нескольких десятков Гц) амплитуды колебаний подвержены усилению, обязанному конвективному переносу нейтронов теплоносителем. Проведен численный анализ дисперсионного уравнения в условиях различных типов и интенсивностей связи колебаний. Численный анализ верифицирует аналитические результаты о дисперсии и усилении (спаде) собственных нейтронных и температурных волн в приближении их слабой связи. Полученные сведения об условиях распространения сильно связанных нейтронных и температурных колебаний отражают ядерно-физическую кинетику нейтронной размножающей системы совместно с гидродинамикой теплоносителя.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нейтронно-температурные колебания, численные расчеты, нейтронные размножающие системы, коэффициент пространственного усиления

ЧИСЛОВІ РОЗРАХУНКИ ОСОБЛИВОСТЕЙ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНИХ КОЛИВАНЬ В КЕРОВАНИХ ЯДЕРНИХ СИСТЕМАХ

В.А. Рудаков, О.А. Водяницький

*ННЦ Харківський фізико-технічний інститут
Україна, 61108, Харків, вул. Академічна, 1*

Розроблена теоретична модель і експериментальні вимірювання на реакторах ВВЕР-1000 Запорізької АЕС нейтронних шумів в залежності від частоти свідкують про інтенсивні осциляції щільності теплових нейтронів в нейтронних розмножувальних системах з теплоносієм. Амплітуди сигналів значно зменшуються у разі зростання частоти. При малих її значеннях (від часток одиниці до кількох десятків Гц) амплітуди коливань підвладні зростанню, яке зобов'язано конвективному переносу нейтронів теплоносієм. Проведено чисельний аналіз дисперсійного рівняння в умовах різних типів і інтенсивності зв'язку коливань. Чисельний аналіз верифікує аналітичні результати про дисперсію і посилювання (зменшення) власних нейтронних і температурних хвиль у наближенні їх слабого зв'язку. Отримані відомості про умови розповсюдження сильно зв'язаних нейтронних і температурних коливань відображають ядерно-фізичну кінетику нейтронної розмножувальної системи сукупно із гідродинамікою теплоносія.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нейтронно-температурні коливання, числові розрахунки, нейтронні розмножуючі системи, коефіцієнт просторового збільшення.

NUMERICAL CALCULUS OF PROPAGATION FEATURES OF NEUTRON-TEMPERATURE OSCILLATIONS IN CONTROLLED NUCLEAR SYSTEMS

V.A. Rudakov, A.A. Vodyanitskii

*National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology
Ukraine, 61108, Kharkiv, Akademichna st. 1*

The developed theoretical model and experimental measurements on reactors VVER-1000 of the Zaporozhye NPP neutron of noise depending on frequency testify about intensive density oscillations of thermal neutrons in neutron multiplying systems with the coolant. Amplitudes of signals considerably decrease with frequency growth. At its small values (from shares of unit to several tens in Hz) amplitudes of fluctuations are subject to the strengthening, the obliged convective carrying over of neutrons by the coolant. The numerical analysis of the dispersive equation in the conditions of various types connections of oscillations is carried out. The numerical analysis verifies analytical results about a dispersion and strengthening (recession) of eigen neutron and temperature waves in approach of their weak interaction. Obtained data on conditions of propagation of strongly connected neutron and temperature fluctuations reflect nuclear-physical kinetic of neutron multiplying system together with a coolant hydrodynamics.

KEYWORDS: neutron-temperature fluctuations, numerical calculations, neutron multiplying systems, factor of spatial strengthening.

Проблема контроля процессов, происходящих в атомных реакторах, приобрела особую актуальность после аварии в Чернобыле. Волновые процессы, протекающие в атомной энергетической установке, дают одну из возможностей разработать методы контроля и диагностики внутриреакторного оборудования. Применяемые в современных реакторах средства измерения нейтронных излучений позволяют проводить анализ нейтронных шумов. В связи с этим получили развитие исследования процессов возбуждения и переноса колебаний

нейтронного поля в размножающих нейтроны системах.

Исследования в области термоядерного синтеза также вышли на стадию создания полномасштабного термоядерного реактора. Термоядерный реактор является интенсивным источником нейтронов, диссипация энергии которых должна происходить в бланкете реактора. В гибридном варианте бланкет может представлять собой не только замедляющую систему, но и выполнять функцию размножителя за счет процессов деления ядерного топлива. Поэтому исследования возбуждения колебаний нейтронных полей в бланкете термоядерного реактора также становятся актуальными.

К настоящему времени выполнен ряд работ по исследованию волновых и колебательных свойств нейтронного поля в нейтронных размножающих системах [1-3]. В инженерных работах по шумовой диагностике (см., например, [3]) использовалась система уравнений теплового баланса топлива и теплоносителя без уравнения эволюции нейтронного поля. Вклад нейтронов ядерной реакции деления в энерговыделение заменялся вкладом передаточной функции, которая, в частности, являлась коэффициентом пропорциональности (связи) между осцилляциями плотности нейтронов и температуры. Передаточная функция подлежала определению из экспериментальных измерений нейтронных шумов. Однако такие исследования не являются самосогласованными и не позволяют выявить волновые и колебательные свойства системы. Исследования нейтронной физики размножающих систем требуют самосогласованного описания, исходя из первых физических принципов на языке теоретической физики [4,5].

В ранее выполненной работе [6] исследовалась задача возбуждения колебаний нейтронного поля акустической волной. Исследовалась также проблема модуляции нейтронного поля внешним локализованным источником с заданной частотой по акустическому, нейтронному и температурному каналам [7]. Выполненная работа содержит полное описание уравнениями диффузионной кинетики нейтронного поля и гидродинамики теплоносителя и их решения, полученные в приближении слабой связи между ветками колебаний. В приближении слабой связи исследовано также распространение нейтронных и температурных колебаний в размножающей системе с теплоносителем [8].

Анализ полученного в работе [8] дисперсионного уравнения в случаях сильной связи между ветвями колебаний требует применения численных расчетов, что и явилось результатом настоящей работы. Аналитические результаты выполненной работы ограничены условиями применимости теории возмущений как в приближении слабой, так и весьма сильной связи между ветвями колебаний.

Целью настоящей работы является численный анализ нейтронных и гидродинамических колебаний в нейтронной размножающей системе с теплоносителем, являющимся замедлителем быстрых нейтронов, и сопоставление вычисляемых и экспериментально измеряемых характеристик их распространения.

САМОСОГЛАСОВАННАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Влияние колебаний гидродинамических параметров на осцилляции нейтронной плотности $N(\vec{r}, t)$ описывается изложенной в работах [7,8] системой уравнений диффузии тепловых нейтронов с их размножением и захватом и гидродинамических уравнений для теплоносителя, служащего замедлителем быстрых нейтронов:

$$\partial N / \partial t + \nabla(\vec{v} \cdot N) = \nabla(D \nabla N(\vec{r}, t)) + v_c(K - 1) N(\vec{r}, t) + D_a \Delta N, \quad (1)$$

$$\rho c_p (\partial T / \partial t + \vec{v} \cdot \nabla T) = \nabla(\kappa \nabla T) + Q(\vec{r}, t; N), \quad (2)$$

$$\rho (\partial \vec{v} / \partial t + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v}) = -\nabla P + \eta \Delta \vec{v}, \quad (3)$$

$$\partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad P = P(\rho, T). \quad (4)$$

Дадим краткие пояснения по сути входящих в уравнения членов и используемых обозначений. Здесь $K = v \varphi \theta$ — коэффициент размножения нейтронов, включающий три фактора: v — число порождаемых нейтронов в одном акте деления, φ — вероятность избежать захвата в процессе замедления нейтрона. Коэффициент использования тепловых нейтронов $\theta = v_f / (v_f + v_a)$ равен отношению частоты их захвата ядрами деления $v_f = \sigma_f N_f v$ к сумме частот всех процессов поглощения $v_c = v_f + v_a$, как ядрами деления, так и поглощения (absorption) нейтронов $v_a = \sum_i \sigma_a^i N_a^i v$, где i — индекс сорта ядер и σ_f — сечение реакции деления ядер и N_f — их концентрация, v — средняя скорость тепловых нейтронов и теплоносителя. Предположение о равенстве скоростей тепловых нейтронов и теплоносителя является следствием более высокой частоты упругого рассеяния тепловых нейтронов, которая обеспечивает их термализацию, по сравнению с частотой процессов поглощения. Кинетикой запаздывающих нейтронов пренебрегаем, считая, что частоты изучаемых колебаний ω значительно больше обратного времени "хранения" этих нейтронов, $\omega \gg 1/\tau_i$, $\tau_i \approx 10$ с.

Уравнения гидродинамики (2)-(4) представлены в стандартном виде. Отметим, что Q выражает собой плотность тепловыделения в единицу времени ядерных реакций деления. Последнее соотношение в строке (4)

представляет собой уравнение состояния теплоносителя.

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ

Распространение нейтронно-температурных колебаний происходит на фоне стационарного или квазистационарного состояния размножающей среды. Стационарное состояние нейтронной размножающей системы определяется независимыми от времени устойчивыми решениями системы уравнений (1)-(4). В качестве простейшей модели стационарного состояния выберем одномерную модель с плотностью ρ_0 и скоростью U теплоносителя, нейтронной плотностью N_0 и температурой T_0 . Изучаемая физическая система подвержена воздействию переменных внешних возмущений с заданной, например гармонической, зависимостью от времени. После линеаризации уравнений (1)-(4) их решения отыскиваются в виде суперпозиции квазиклассических экспонент вида $\exp\left(\int^z k_j(z')dz' - i\omega t\right)$, $j=1,2,3$.

В предположении малости возмущений, вызываемых волновыми процессами, в работах [7, 8] получено характеристическое уравнение, описывающее распространение колебаний с заданной частотой ω и определяющее значения комплексных волновых чисел $k = k_j$:

$$\omega_D(k)\omega_\chi(k) = a_1 + a_2 + A \equiv a, \quad (5)$$

где введены обозначения для парциальных дисперсионных функций

$$\omega_D(k) = \omega - kU + ik^2 D_{\text{ef}} - i(K-1)v_c \quad \text{и} \quad \omega_\chi(k) = \omega - kU + i\xi \quad (6)$$

собственных нейтронных и собственных температурных колебаний, увлекаемых конвективным переносом теплоносителя со скоростью U . Для параметров $a = \alpha + ik\beta$, $\alpha = \Gamma\lambda - EN_0(v_a + \lambda)\delta/T_0$ и $\beta = \Gamma U - D'_{T,G} N'_0 E$ принято соотношение $E'_T = \delta E/T_0$, следующее из зависимости частоты захвата ядрами деления тепловых нейтронов от температуры, $v_f \propto T^\delta$, $\delta < 0$ [8], или в общем случае $\delta = Td \ln v_f(T)/dT$. Выражение $EN = Q(\vec{r}, t)/(\rho c_p)$ имеет смысл скорости изменения энергии частиц (температуры среды) в единице объема размножающей системы. Параметры $\xi = \Gamma + k^2 \chi - E'_T N_0$ и $\Gamma = \gamma(EN_0/\rho s^2)(P'_T)_\rho$ содержат отношение теплоёмкостей $\gamma = c_p/c_v$ и производную давления $(P'_T)_\rho$, взятую при постоянной плотности, и учитывают гидродинамику теплоносителя, т.е. пространственные вариации давления и плотности среды, связанные посредством возмущений температуры. Их временными вариациями пренебрегается. Эффективный коэффициент диффузии $D_{\text{ef}} = D + D_a$ равен сумме классического коэффициента $D = (1/3) v l$ и добавка $D_a = K\tau v_c$, связанного с возрастом нейтрона $\tau = l^2 \ln(W_0/W)$, в котором W_0 — исходная энергия нейтрона и W — его энергия после замедления, $l^2 = l/(3\xi \Sigma_a \Sigma_{tr})$, где $\xi \approx 1$, $\Sigma_a = \sigma_a N_a$ и Σ_{tr} — макроскопическое транспортное сечение $\Sigma_{tr} \approx \Sigma_s$, приблизительно равное сечению рассеяния $\Sigma_s = N_s \sigma_s$, σ_s — микроскопическое сечение рассеяния, N_s — плотность рассеивающих ядер. При выводе уравнения (5) пренебрегалось звуковыми колебаниями в силу их крупномасштабности по сравнению с "масштабами" изучаемых колебаний.

Справа в (5) сумма представлена коэффициентами связи $a_1 = \Gamma(\lambda + ikU)$, $a_2 = -D'_{G,T}(N''_0 + ikN'_0) - D'_{G_a,T} N''_0$ и $A = -EN_0(\lambda + v_a)\delta/T_0$, где $\lambda = v_c(K-1)$ и коэффициенты обобщенных производных по температуре с параметрами G и G_a : $D'_{G,T} = D_0 G/T_0$, $D'_{G_a,T} = D_{a0} G_a/T_0$, $G_a = \delta + (\gamma_c T_0/\rho s^2)(P'_T)_\rho - 1/\ln(E_0/T_0)$, $G = 1/2 + \mu + (\gamma_c T_0/(\rho s^2))(P'_T)_\rho$. В предположении малости членов правой части уравнения (5), определяющих связь между нейтронными и температурными ветвями колебаний, аналитические решения этого уравнения исследованы в работах [7, 8]. В этих работах получено, что два корня нейтронной ветви определяют распространение колебаний вдоль направления движения теплоносителя и в противоположном направлении. Один корень температурной ветви описывает распространение колебаний со слабым затуханием и со скоростью теплоносителя в направлении его движения.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

В общем случае, когда отвечающие за связь между ветвями колебаний члены правой части уравнения (5) оказываются немалыми, задача требует численного решения.

Уравнение (6) является кубическим относительно комплексного неизвестного волнового числа k . В численном коде проводилось разделение мнимой и реальных частей характеристического уравнения, волновое число в котором представлялся в виде $k = x + iy$. В результате получаем относительно неизвестных x и y систему двух квадратных уравнений, которые вместе с приводимыми обозначениями имеют вид:

$$d_1 y^2 + b_1 y + c_1 = 0, \quad d_2 x^2 + db_2 x + c_2 = 0 \quad (7)$$

$$\begin{aligned} d_1 &= \omega D_{\text{ef}} - 3UD_{\text{ef}} x; & b_1 &= 2U\omega - 2(U^2 + D_{\text{ef}} \xi)x; \\ c_1 &= D_{\text{ef}} Ux^3 - D_{\text{ef}} \omega x^2 - (U\xi + U\lambda - \beta)x + \omega(\xi + \lambda); \\ d_2 &= -(U^2 + \xi D_{\text{ef}} + 3UD_{\text{ef}} y); & \dots & b_2 = \omega U + 2D_{\text{ef}} y; \\ c_2 &= \alpha + \xi \lambda + UD_{\text{ef}} y^3 + (U^2 + \xi D_{\text{ef}}) y^2 + (U\lambda + U\xi - \beta)y - \omega^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Коэффициенты системы уравнений (7) являются функциями второго неизвестного, который при численном счете может быть использован в качестве параметра. То есть, корни первого квадратного уравнения системы (7) дают зависимости вида $Y_{1,2} = \Phi_{1,2}(x)$, а корни второго уравнения - $X_{1,2} = F_{1,2}(y)$. Три корня системы находятся в точках пересечения кривых на плоскости XY , где ось X представляет действительную часть волнового вектора, а Y - мнимую. Пример такого решения показан на рис. 1, в котором светлые кривые получены из уравнения, где параметром является переменная y , а темные, соответственно, построены при изменении x .

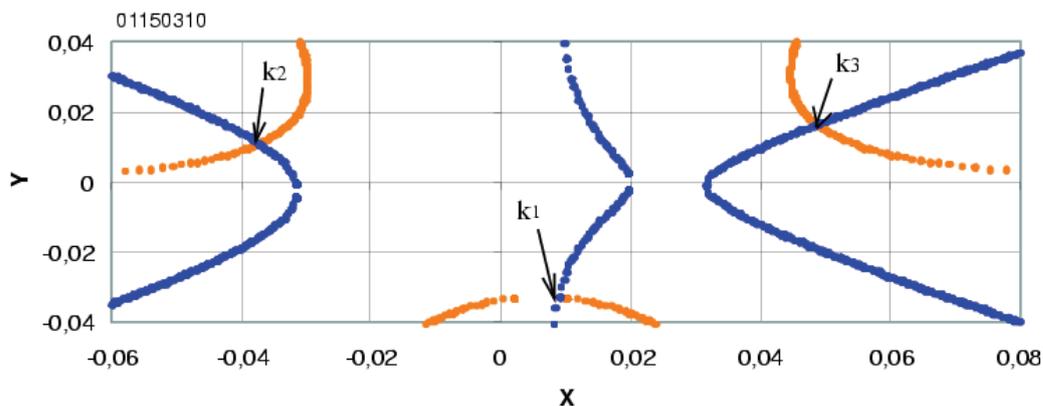


Рис. 1. Комплексная плоскость волнового числа k с осями: реальной - X и мнимой — Y .

Заметим, что положительные значения действительной части волнового числа k означают направление распространения колебаний в сторону течения теплоносителя, а отрицательные - указывают на противоположное направление распространения. Отметим также, что пространственное усиление испытывают колебания, у которых знаки действительной и мнимой частей волнового числа не совпадают. Совпадение знаков мнимой и действительной частей вектора k означает пространственное затухание (ослабление) колебаний.

В отсутствие связи между нейтронными и температурными собственными колебаниями (правая часть уравнения (5) равна нулю) их дисперсионные свойства с учетом конвективного переноса со скоростью U определяются порознь нулями дисперсионных функций $\omega_D(k)=0$ и $\omega_T(k)=0$. Графики рис. 2 вполне отображают полученные по теории возмущений в работах [7, 8] аналитические свойства колебаний, характер их распространения, усиления и спада. При малых значениях частоты, удовлетворяющих неравенству $\omega^2 < \omega_1^2 \equiv v_c(K-1)U^2/D_{\text{ef}}$, волна, распространяющаяся вдоль потока теплоносителя, подвергается усилению, $\text{Im } k_1(\omega) < 0$ при $\text{Re } k_1(\omega) > 0$. Значение пороговой частоты ω_1 , $\text{Im } k_1(\omega_1) = 0$, составляет несколько единиц обратных секунд. С увеличением частоты волна становится затухающей. Нейтронная волна с отрицательным волновым числом $\text{Re } k_2(\omega) < 0$ и температурная волна, $\text{Re } k_3(\omega) > 0$, испытывают только спад (пространственное затухание). В этом расчете учитывается влияние частоты поглощения нейтронов ядрами без последующего деления ν_a . Хотя в левую часть уравнения $\omega_D(k)=0$ частота ν_a явно и не входит, как раз она определяет значение коэффициента размножения $K = \nu\psi\theta$, где $\theta = \nu_f/\nu_c$ и $\nu_f = \nu_c - \nu_a$. Из этих соотношений следует значение частоты $\nu_a = \nu_c(1 - K/(\nu\psi))$, которую, при заданных остальных величинах, определяют выбором значения свободного параметра ψ - вероятности избежать захвата в процессе замедления нейтрона.

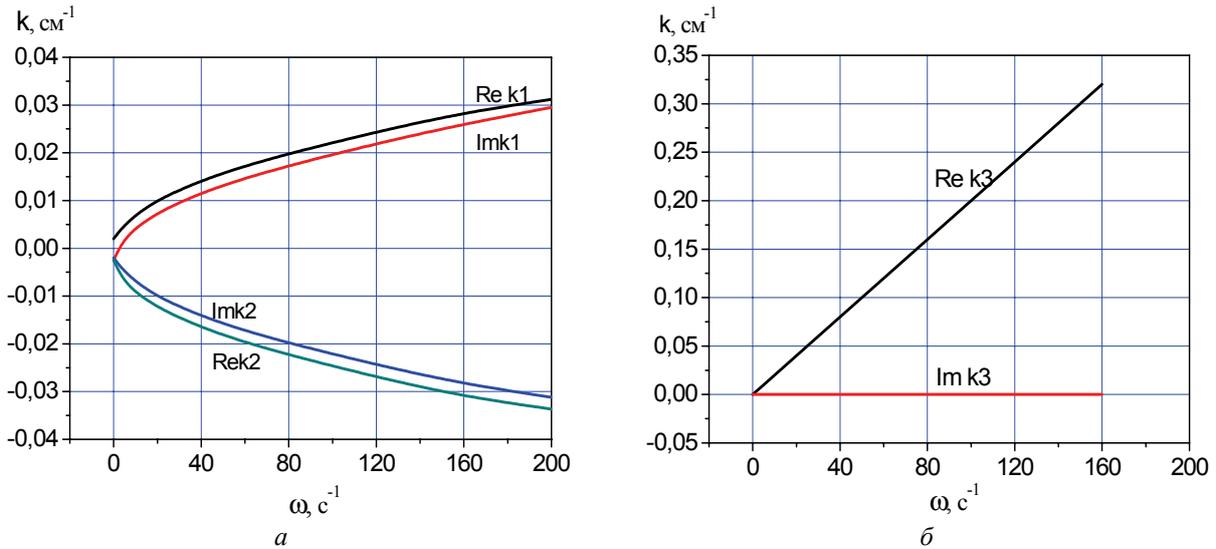


Рис. 2. Зависимости действительных частей волновых чисел $Re k$ и коэффициентов спада (усиления) $Im k$ от частоты ω для: a - нейтронных колебаний и b - собственных температурных колебаний. $U=500$ см/с, $\delta=-0,2$; $\nu_c=10^5$ с $^{-1}$; $D_{ef}=10^5$ см 2 /с; $K=1,0001$; $\alpha=0$; $\beta=0$.

СВЯЗАННЫЕ НЕЙТРОННО-ТЕМПЕРАТУРНЫЕ КОЛЕБАНИЯ

Связь между нейтронными и гидродинамическими собственными (см. выше) колебаниями приводит к заметному изменению в распространении колебаний нейтронной ветви в области малых частот. Рис. 3 иллюстрирует такой пример, в котором входящие в левую часть уравнения (5) параметры оставлены такими же, как и при построении рис. 2, а частота поглощения нейтронов ν_a принималась равной $5 \cdot 10^4$. Так как при заданных значениях ν_a , ν_c , K и $\nu=2,8$ вероятность избежать захвата при замедлении нейтронов $K\nu_c/[v(\nu_c - \nu_a)] = \psi$ равна или меньше единицы, $\psi \leq 1$, то необходимым условием композиции (состава) размножающих систем является неравенство $\nu_a \leq \nu_c(I - K/\nu)$. В приводимых далее наборах физических параметров это условие выполняется.

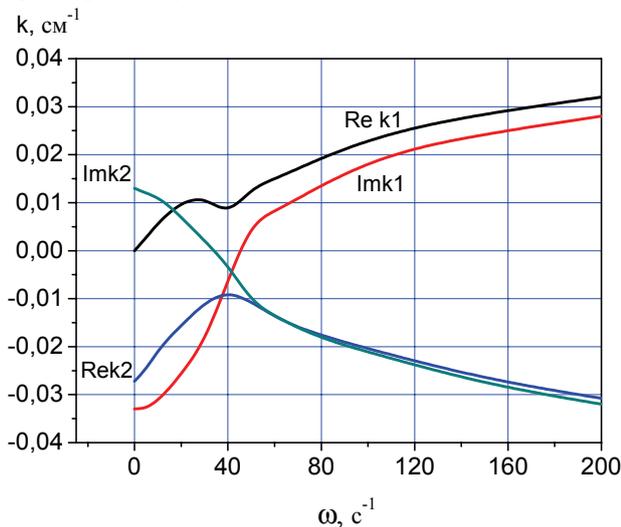


Рис. 3 Дисперсионные ветви связанных нейтронно-температурных волн при

$K=1,0001$; $D_{ef}=10^5$ см 2 /с; $\delta=-0,2$; $\nu_c=10^5$ с $^{-1}$; $\nu_a=5 \cdot 10^4$ с $^{-1}$.

В результатах, представленных кривыми рис.3, при малых частотах колебаний обе нейтронные ветви имеют пространственное усиление. Волна, во всем частотном интервале распространяющаяся в направлении движения теплоносителя, подвержена ослаблению при частотах $\omega > 45$ с $^{-1}$, а вторая нейтронная волна испытывает пространственное ослабление (спад) при частотах $\omega > 30$ с $^{-1}$. При частотах колебаний $\omega > 50$ с $^{-1}$ зависимости действительных и мнимых частей волновых чисел k от частоты становятся подобными зависимостям волновых чисел собственных нейтронных волн (рис. 2а).

Уменьшение частоты (обратного времени) поглощения ν_a означает переход к меньшей связи нейтронных и температурных колебаний (в пределе - переход к собственным колебаниям при $U = 0$). Собственные же колебания испытывают слабое усиление при наличии потока теплоносителя со скоростью U . При $U = 0$ усиления нет. Кроме того, как показывает анализ представленных в статье

результатов, уменьшение частоты поглощения ν_a по сравнению с полной частотой захвата ν_c приводит к сужению области частот, при которых оба корня нейтронной ветви колебаний описывают их усиление. Физическое обоснование усиления двух волн в системе из трех волн аналогично такому же обоснованию для одной конвективной моды с усилением в диссипативной системе с диффузией.

На рис. 4 показаны зависимости от частоты величин корней нейтронной и температурной ветвей колебаний, когда частота поглощения уменьшается до величины $\nu_a=10^4$ с $^{-1}$. При этом область неустойчивых

корней анализируемого уравнения сокращается до $\omega < 20 \text{ с}^{-1}$ у первой волны и до $\omega < 15 \text{ с}^{-1}$ у волны, которая распространяется в направлении противоположном направлению движения теплоносителя.

Связь температурной и нейтронной ветвей колебаний оказывает сильное влияние на их распространение. Это обнаруживается при сравнении рис. 4а и 2б. На рис. 2б выключено не только воздействие "эффективной" температуры нейтронов при их захвате ядрами деления, $\delta = 0$, но и связь колебаний температуры и нейтронной плотности по гидродинамическому каналу, $\alpha = \beta = 0$. В результате таких изменений получено, что в области малых значений частоты условия распространения колебаний сильно разнятся. При равной нулю частоте в условиях рис. 4а возможно существование стационарных периодических возмущений нейтронного поля с неравным нулю пространственным нарастанием или спадом и периодом $2\pi/\text{Re } k$, где $\text{Re } k \approx 0,02 \text{ 1/см}$ при $\omega=0$. Те же самые свойства, выраженные в большей мере, имеют место в приведенных ниже случаях сильной связи между ветвями колебаний, когда $\text{Re } k_{3,(\omega=0)} \approx 0,2 \text{ см}^{-1}$.

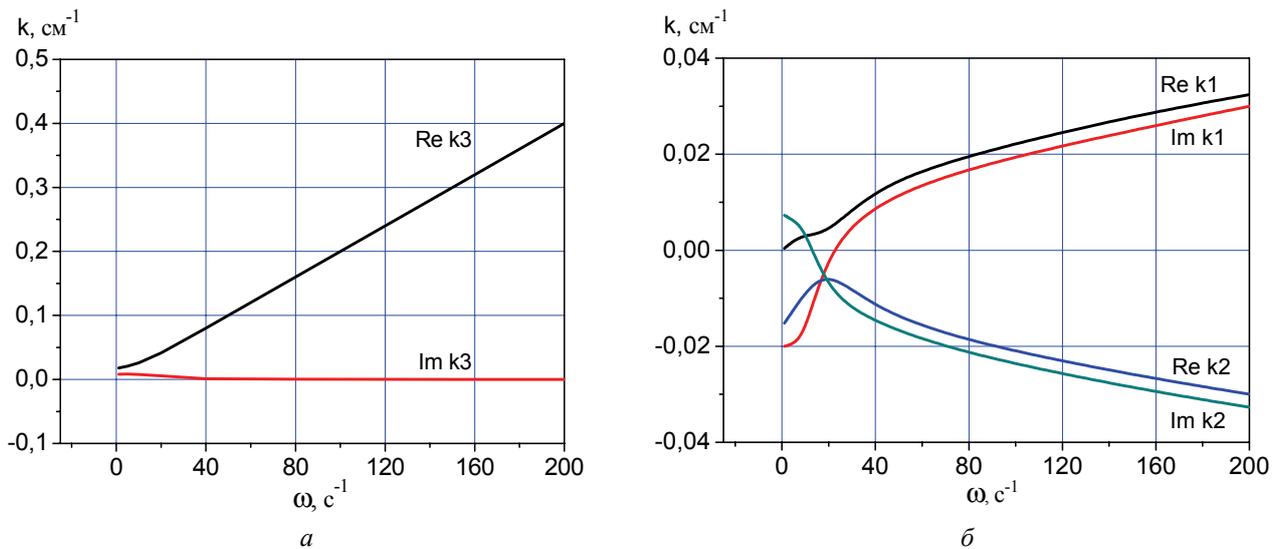


Рис. 4. Зависимости от частоты действительной и мнимой частей волновых чисел k при малой частоте поглощения ν_a по сравнению с частотой захвата ν_c : а - температурной ветви колебаний, б - нейтронной. $\delta = -0,2$; $\nu_a = 10^4 \text{ с}^{-1}$;

$$D_{\text{ef}} = 10^5 \text{ см}^2/\text{с}; \nu_c = 10^5 \text{ с}^{-1}; K - 1 = 10^{-5}.$$

Приведем оценки для параметров нейтронных размножающих систем, ядерно-физические характеристики и набор компонент которых (теплоноситель, топливо и т.п.) соотносены с таковыми у реакторов типа ВВЭР. Для сечений рассеяния нейтронов на ядрах водорода в диапазоне значений $\sigma_s = 20-80$ барн [10] и кислорода $\sigma_s = 4,2$ барн при плотности $N_H = 2N_O = 2 \cdot 6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ коэффициент диффузии нейтронов в воде $D = (1/3)v/(\xi\Sigma_s)$ заключен в диапазоне значений $1,4 - 5,5 \text{ см}^2/\text{с}$. Вкладом в коэффициент диффузии транспортного сечения урана 238 и 235 пренебрегается при малой концентрации их ядер.

Сечение радиационного поглощения нейтронов ядрами водорода $\sigma_a = 0,32$ барн при их плотности $N_H = 6,7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ определяет частоту поглощения нейтронов в воде $\nu_a = \sigma_a N_H v = 4,7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ при средней скорости нейтронов $v = 2,2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ (сечение поглощения ядрами кислорода пренебрежимо мало). Для плотности ядер урана 238, $N_{238} = 3,75 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, при сечении поглощения $\sigma_a = 2,8$ барн частота поглощения ими нейтронов равна $\nu_a = 2,25 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$. При уровне обогащения 3% с концентрацией ядер U-235, $N_{235} = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, и сечении деления ядер $\sigma_f = 550$ барн частота захвата ядрами деления U-235 составляет величину $\nu_f \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$. Полная частота захвата равна $\nu_c = \nu_a + \nu_f \approx 1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Частота захвата ядрами без деления оценивается как $\nu_a = \nu_{H_2O} + \nu_{238} \approx 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Для значений параметров $\nu_a = 7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, $\nu_c = 1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ при $D_{\text{ef}} = 5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ результаты компьютерных вычислений действительных и мнимых составляющих волнового числа при двух значениях величины δ показаны на рис. 5. Заметим, что величина δ характеризует зависимость частоты захвата нейтронов ядрами деления от «эффективной» температуры нейтронов в виде $\nu_f \propto T^\delta$.

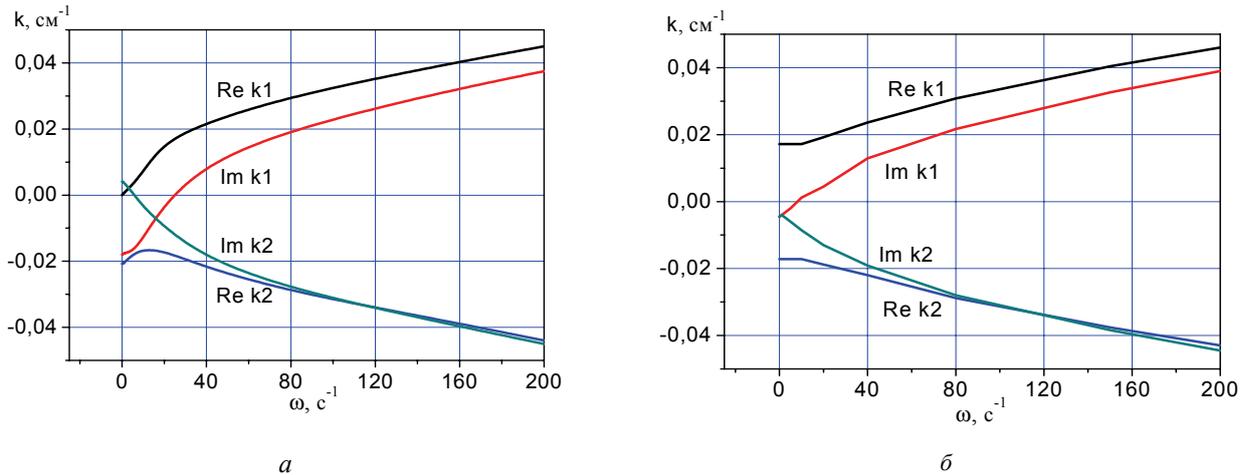


Рис. 5. Зависимости от частоты действительных и мнимых частей волнового числа при двух значениях δ (а - $\delta=-0,2$; б - $\delta=0$). $D_{ef}=5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$; $\nu_a=7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; $\nu_c=1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; $K=1,001$

Также как и при равенстве нулю правой части уравнения (5), при отсутствии зависимости ν_f от «температуры» нейтронов ($\delta = 0$) область усиления нейтронной волны, движущейся в одном направлении с теплоносителем, сокращается до интервала $\omega = 0 - 10 \text{ с}^{-1}$. Аналогичный результат представлен на следующих рисунках. На рис. 6 б показан диапазон частот колебаний при $\delta=0$, усиливающихся при распространении вдоль потока теплоносителя. Этот диапазон, составляет интервал от нуля до 18 с^{-1} . При $\delta = -0,2$ на рис.6а диапазон частот усиливаемых волн занимает интервал от нуля до 30 с^{-1} .

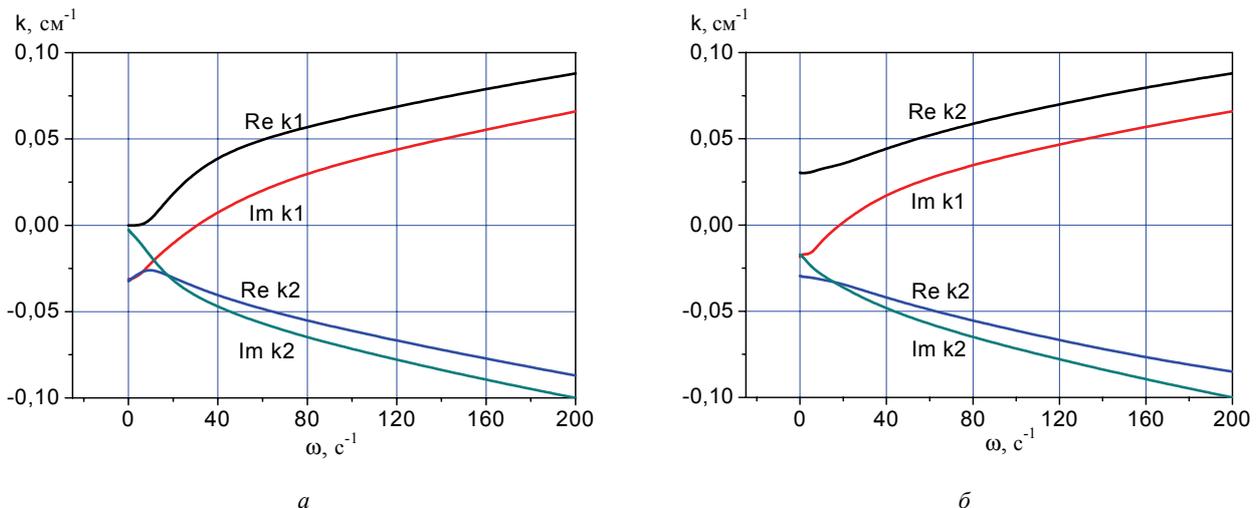


Рис. 6. Зависимости от частоты действительных и мнимых частей волнового числа при двух значениях величины δ (а - $\delta=-0,2$, б - $\delta=0$); $\nu_a=7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; $\nu_c=1,7 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$; $K=1,001$; $D_{ef}=1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$.

Сильная связь нейтронных и температурных колебаний, как показано ниже, приводит и к иным особенностям распространения колебаний. При одних и тех же значениях параметров, кроме коэффициентов диффузии, графики на рис. 5 с коэффициентом диффузии $D = 5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ и на рис. 6 при $D = 1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ отличаются друг от друга значениями волновых чисел нейтронной ветви колебаний. Согласно результатам вычислений без использования теории возмущений волновые числа увеличиваются при уменьшении коэффициента диффузии. Численные решения подтвердили также вывод о том, что действительные и мнимые части обоих корней волнового числа нейтронной ветви колебаний обратно пропорциональны корню квадратному из коэффициента диффузии D_{ef} . Четырехкратное уменьшение коэффициента диффузии с $5,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ (рис. 5) до $1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ (рис. 6) дает двукратное увеличение действительных и мнимых частей вектора k .

Важной особенностью численного решения характеристического уравнения является возможность получения решений в условиях сильной связи между ветвями колебаний. На рис. 7 представлен такой случай, который реализуется при $\nu_c=2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $\nu_a=10^5 \text{ с}^{-1}$. Здесь появляется новое качество в описании дисперсионных свойств и условий распространения колебаний. В области частот $\omega < 70 \text{ с}^{-1}$ усиливаются амплитуды обеих

ветвей нейтронных колебаний, как распространяющихся в одном направлении с потоком теплоносителя, так и распространяющихся в противоположном направлении. При этом первая ветвь описывает перемену направления распространения волны на противоположное, теперь уже с ослаблением амплитуды, а вторая также меняет направление в окрестности частоты $\omega = 80 \text{ c}^{-1}$.

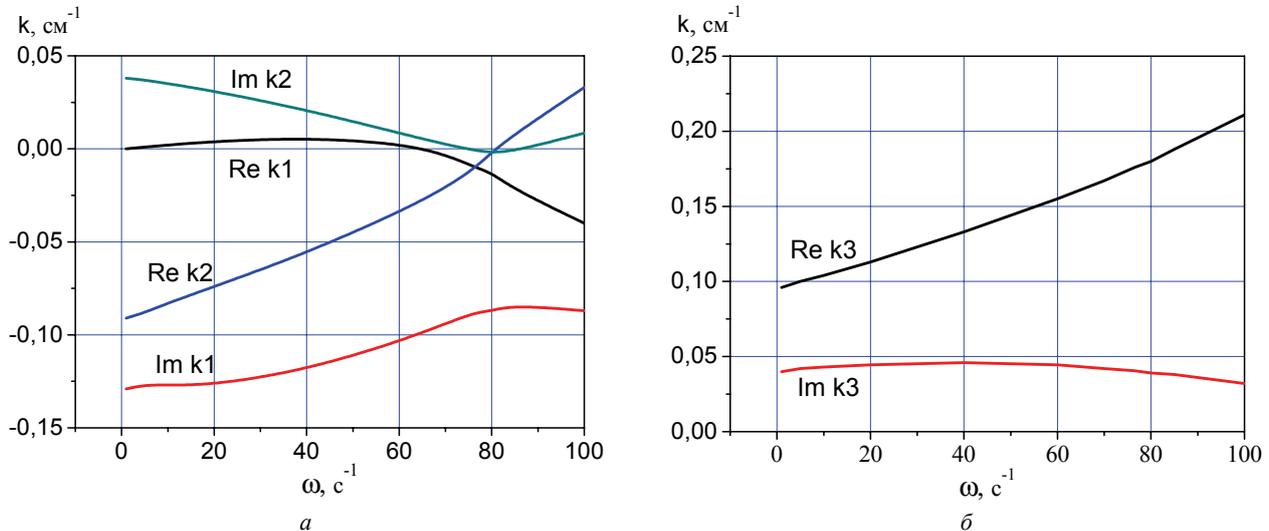


Рис. 7. Зависимости от частоты действительных и мнимых частей волновых чисел в условиях сильной связи между ветвями колебаний: *a* – случай нейтронных и *б* – температурных волн. $\delta=0,4$; $Def=10^4$; $v_c=2 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$; $K=1,00001$; $v_a=10^5 \text{ c}^{-1}$

Однако, как и для результатов, представленных на рис. 3 и 4б, возникает потребность в физическом объяснении (в том числе вычислительными методами) появления двух усиливающихся волн, распространяющихся как вдоль потока теплоносителя, так и в противоположном направлении. Не вызывает сомнения результат об усилении одной волны при распространении её вдоль потока и ослаблении второй волны, движущейся против потока теплоносителя. Этот последний результат представляет (выражает собой) особенности распространения собственных нейтронных колебаний в диссипативной среде с диффузией и влияние на них конвекции (см. рис. 2).

Заметим также, что при малых величинах волнового числа могут нарушаться условия применимости ВКБ приближения $|d/dz(1/k(z))| = |(1/k^2(z))dk(z)/dz| \ll 1$, в рамках которого справедливы принятые в работе предположения. В данном случае необходимо использовать специальные асимптотические разложения и численный анализ.

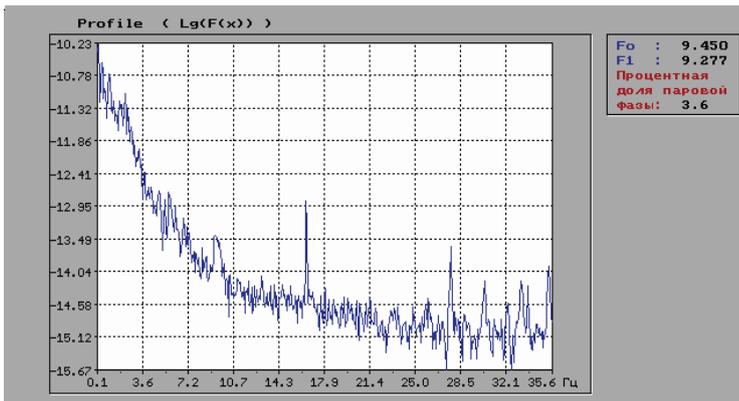


Рис. 8. Спектр мощности нейтронных шумов ЗАЭС, блок 5, 2001г

спектральных характеристик нейтронных шумов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численный анализ распространения нейтронных колебаний и, в частности, анализ поведения мнимых частей волновых чисел позволил определить условия усиления или спада колебаний (см. рис. 4б, 5а и рис. 6а). Всестороннее рассмотрение результатов проведенных вычислений и их сравнение с зависимостью от частоты

Группа физиков ННЦ ХФТИ занималась исследованиями собственных колебаний внутрикорпусного оборудования и их спектральных характеристик энергоблоков Запорожской АЭС. В отчетах и публикации одного из авторов [9] приведены результаты анализа измерений, в которых найдена спектральная плотность колебаний нейтронного поля реактора. На рис. 8 показан типичный спектр мощности нейтронных шумов, измеренный на одном из реакторных блоков. Видно, что падение частотных амплитуд с ростом частоты происходит на много порядков величины. Результаты проведенных расчетов не противоречат такому поведению

¹ Результаты, приведенные на рис. 7, и их изложение в настоящем абзаце принадлежат одному из авторов. – В.Р.

спектральной мощности шумов, представленной на рис. 8, показывает, что общими являются не только качественное поведение амплитуд колебаний с ростом частоты, но и количественные характеристики – порядки величин такого уменьшения².

Падение амплитуд с ростом частоты на много порядков величины наблюдается в области частот 0 – 13 Гц, которая в угловых единицах имеет размер 0 – 81 с⁻¹. При более высоких частотах уровень амплитуд мало меняется за исключением отдельных частот, имеющих большие всплески, которые, скорее всего, являются результатом собственных колебаний различных элементов внутриреакторного оборудования. Нетрудно установить соответствие между измеряемыми и вычисляемыми особенностями распространения колебаний.

Такое поведение спектральных характеристик наблюдаемых в эксперименте колебаний можно объяснить, по-видимому, полученными в результате расчетов зависимостями мнимых частей волновых чисел от частоты в условиях как сильной, так и слабой связи между ветвями колебаний. Расчеты показывают, что при малых частотах колебания испытывают пространственное усиление. С ростом частоты коэффициенты их усиления уменьшаются до нуля и затем меняют знак, делая колебания затухающими (см. рис. 3 и 4б нейтронных ветвей колебаний). Переход из режима усиления в режим пространственного затухания колебаний происходит в окрестности $\omega = 80$ с⁻¹ для условий рис. 7 и, например, для рис. 6, на котором $\text{Im } k_1(\omega) = 0$ при $\omega = 30$ с⁻¹. Аналогичное поведение колебаний имеет место на иных рисунках. Таким образом, высокий уровень амплитуд колебаний при частотах меньше 13 Гц связан, по-видимому, с режимом их усиления в этой области частот.

ВЫВОДЫ

Получены численные решения характеристического уравнения, описывающие распространение колебаний от внешних источников в размножающих нейтроны системах. Анализ этих решений позволил выяснить особенности распространения нейтронных и температурных колебаний в широком диапазоне исходных параметров системы. Численные решения в условиях слабой связи между ветвями колебаний совпадают с результатами аналитического рассмотрения задачи.

К числу принципиально новых результатов работы следует отнести полученные зависимости коэффициентов пространственного усиления (спада) нейтронных колебаний от частоты внешнего источника возбуждения. В широком диапазоне исследуемых параметров области малых частот (от долей единицы до десятков Гц) характеризуются усилением амплитуд хотя бы для одного из корней нейтронной ветви. С ростом частоты коэффициент пространственного усиления, как правило, уменьшается и колебания превращаются в затухающие.

Увеличение интенсивности связи между нейтронными и температурными колебаниями сопровождается расширением частотной области нарастающих нейтронных колебаний. Решения характеристического уравнения в условиях сильной связи между ветвями колебаний показали новое свойство в распространении колебаний: с ростом частоты колебаний внешнего источника корни нейтронной ветви колебаний могут менять знак действительной части волнового числа k , что означает изменение направления распространения волн. Однако это последнее утверждение требует более корректных вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yu.M. Semchenko, V.A. Mil'to, A.A. Pinegin, B.E. Shumskiy Analiz шумов нейтронного потока, вызванных флуктуациями параметров теплоносителя в активной зоне ВВЕР // *Атомная энергия*. – 2007. – Т. 103, вып. 5. – С. 283-286.
2. Yu.M. Semchenko, V.A. Mil'to, B.E. Shumskiy Vnedrenie metodiki kontrolya kipeniya теплоносителя в активной зоне реактора ВВЕР-1000 в систему внутриреакторной шумовой диагностики // *Атомная энергия*. – 2008. – Т. 105, вып. 2. – С. 79-82.
3. V.I. Pavelko Neytronno-temperaturnye шумовые модели активной зоны ВВЕР // *Атомная энергия*. – 1992. – Т. 72, вып. 5. – С. 500-510.
4. E. Fermi Lektsii po neytronnoy fizike. Nauchnye trudy v dvukh tomakh. – Т. 2. – М.: Наука, 1972. – С. 236-338.
5. A.I. Akhiezer, I.Ya. Pomeranchuk Vvedenie v teoriyu mul'tiplitsiruyushchikh sistem (reaktorov). – М.: Atomizdat, 2002, – 367 с.
6. A.A. Vodyanitskii, Yu.V. Slyusarenko The thermal neutron waves excitation in multiplied media bounded by absorber // *Problems of Atomic Science and Technology*. – 2007. – № 3(1). – P.348-352.
7. A.A. Vodyanitskii, Yu.V. Slyusarenko Modulation of the neutron field in the multiplying condensed matter and coolant // *AIP Conf. Proc.* 2009. – Vol. 1198. – P. 196-203.
8. A.A. Vodyanitskii, V.A. Rudakov Analysis of neutron-temperature oscillation in neutron multiplying systems with delayed neutrons // *Problems of Atomic Science and Technology, series: Nuclear Physics Investigations*. – 2011. – №5. – Issue 56. – P. 30-38.
9. V.A. Rudakov Correlation analysis for noise diagnostic of in-core reactor equipment // *Problems of Atomic Science and Technology, series: Nuclear Physics Investigations*. – 2007 - № 3 (2). – P. 326-330.
10. S. Glesston, M Edlund *Osnovy teorii yadernykh reaktorov*. – М.: Izd. inostrannoy literatury, 1954. – 458 s.

² Интерпретация количественного соответствия по порядку величины результатов расчета и экспериментальных измерений спектра плотности колебаний принадлежит одному из авторов. – А.В.

УДК 539.125.52

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ТРАНСПОРТА НЕЙТРОНОВ И ЕЁ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ РАСЧЁТА ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА ШАРОВОГО НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

А.Ю. Буки, С.А. Каленик

*ННЦ "Харьковский физико-технический институт"
 ул. Академическая 1, г. Харьков, Украина, 61108
 E-mail: abuki@ukr.net*

Received 10 January 2011, accepted 11 February 2012

Разработана простая модель, обеспечивающая симуляцию распространения нейтронов в различных веществах в диапазоне энергий от 10^{-8} до нескольких МэВ. Модель реализована в программном коде на C++. При проведении тестовых расчётов модель показала значительно более высокую скорость работы, чем при использовании пакета GEANT 4. С помощью разработанной модели рассчитаны функции отклика шарового нейтронного спектрометра.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: математическое моделирование, нейтроны, нейтронные поля, нейтронный спектрометр, функции отклика.

A SIMPLE MODEL OF NEUTRON TRANSPORT AND ITS APPLICATION FOR THE CALCULATION OF THE RESPONSE FUNCTIONS FOR THE BALL NEUTRON SPECTROMETER

A.Yu. Buki, S.A. Kalenik

*NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology"
 1, Akademicheskaya st., Kharkov, Ukraine, 61108*

A simple model that provides a simulation of neutrons transportation in various materials in the energy range from 10^{-8} to a few MeV had been developed. The model is implemented in code C++. In performing the test calculations the model showed a significantly higher speed than using a package GEANT 4. With the help of the model the response function of a spherical neutron spectrometer had been calculated.

KEY WORDS: simulation, neutrons, neutron fields, neutron spectrometer, response functions.

ПРОСТА МОДЕЛЬ ТРАНСПОРТУ НЕЙТРОНІВ І ЇЇ ЗАСТОСУВАННЯ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ФУНКЦІЙ ВІДГУКУ КУЛЬОВОГО НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

О.Ю. Буки, С.О. Каленик

*ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"
 вул. Академічна 1, м. Харків, Україна, 61108*

Розроблена проста модель, що забезпечує симуляцію розповсюдження нейтронів в різних речовинах в діапазоні енергій від 10^{-8} до декількох МеВ. Модель реализована в програмному коді на C++. При проведенні тестових розрахунків модель показала значно вищу швидкість роботи, ніж при використанні пакету GEANT 4. За допомогою розробленої моделі розраховані функції відгуку кульового нейтронного спектрометра.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: математичне моделювання, нейтрони, нейтронні поля, нейтронний спектрометр, функції відгуку.

В ННЦ ХФТИ для работ с нейтронами, которые генерируются в e,n-конверторе электронного ускорителя, создан шаровой спектрометр. Спектрометр состоит из 5-ти полиэтиленовых шаров различного диаметра от 90 до 245 мм. В центре каждого шара находится таблетка индия. У изотопа ^{115}In (его содержание в естественном индии 95,7%) высокое сечение поглощения нейтронов с энергиями $E_n < 4$ эВ. В результате поглощения этим изотопом нейтрона образуется радиоактивное ядро ^{116}In ($T_{1/2} = 54$ минуты), распад которого приводит к излучению гамма-кванта в основном с энергией 412 КэВ [1]. С помощью гамма-спектрометра измеряется интенсивность гамма-излучения индиевой таблеткой и определяется величина её активации нейтронами, прошедшими через полиэтилен шара. Активация таблетки зависит от энергии нейтронов и размеров шара. Зависимость активации таблетки от энергии нейтронов называется функцией отклика и эта функция для каждого диаметра шара своя. Таким образом, поместив на время измерения набор полиэтиленовых шаров разного диаметра в поток нейтронов и затем, измерив активацию содержащихся в них таблеток индия, можно из анализа величин активации определить спектр нейтронов. Однако, для проведения этого анализа необходимо иметь функции отклика каждого из шаров, использованных в измерении.

Для того, чтобы получить и исследовать функции отклика надо выполнить с достаточной точностью ряд расчётов распространения нейтронов разных энергий в полиэтиленовых шарах. Как показала оценка, использование для этого популярного вычислительного пакета GEANT 4 требует неприемлемо большого количества времени.

Таким образом, целью настоящей работы является разработка оптимальной для расчёта функций отклика методики и, получение с её помощью функций отклика для шарового нейтронного спектрометра ХФТИ.

МЕТОДИКА РАСЧЁТА

Сокращение времени необходимого для выполнения рассматриваемых расчётов можно достичь путём упрощения модели распространения нейтронов в веществе (транспорта нейтронов). Рассмотрим основные моменты моделирования прохождения нейтронов через вещество. Эту задачу можно разделить на две части. Моделирование распространения нейтронов, которые находятся в тепловом равновесии с веществом (тепловых нейтронов) и моделирование распространения нейтронов с энергией выше тепловой.

Характерной особенностью тепловых нейтронов является то, что в результате многократных столкновений с ядрами атомов вещества их средняя энергия не изменяется. Принципы предельно упрощённой модели распространения тепловых нейтронов в веществе и их реализация в вычислительной программе NT-t (neutron transportation-thermal) описаны в нашей работе [2].

Нейтроны с энергией выше тепловой в результате столкновения с ядрами атомов изменяют направление движения, и теряют часть своей кинетической энергии до тех пор, пока не станут тепловыми или не поглотятся.

Рассмотрим, как с ростом энергии нейтрона проявляются возможные типы его взаимодействия с ядрами. Поглощение нейтрона – процесс, сечение которого наиболее велико при тепловых и низких энергиях. Упругое рассеяние нейтрона на ядрах – имеет существенный вклад в полное сечение при различных энергиях. Расчёт кинематики этого процесса относительно прост и, с достаточной для наших расчётов точностью, можно считать, что его зависимость от вида ядра участвующего в рассеянии состоит только в его атомном номере. Неупругое рассеяние нейтрона на ядре – возникает, начиная от энергии возбуждения первого уровня ядра. Расчёт его кинематики более сложен, чем упругого рассеяния, и сильно зависит от индивидуальных свойств ядра. При более высоких энергиях идут процессы возбуждения гигантских резонансов, квазиупругого рассеяния нейтрона на нуклонах ядра т.д.

Ограничимся учётом только процессов поглощения и упругого рассеяния. В этом случае, граница применимости рассматриваемой модели транспорта нейтронов будет при энергиях несколько выше, чем энергии возбуждения первого уровня рассматриваемых ядер. Такое определение применимости модели учитывает то, что важно не полное отсутствие неупругого рассеяния, а малая значимость его вклада в полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом^{1/}. Исходя из значений энергии первых уровней ядер, можно ожидать, что в случае большинства лёгких и многих средних ядер граница применимости этой модели будет при энергиях нейтронов в несколько МэВ.

Как сказано выше, мы планируем работы с нейтронами, генерируемыми e,n-конвертором. Так как средняя энергия этих нейтронов около одного МэВ, то рассмотренное ограничение для модели транспорта нейтронов можно считать приемлемым.

Результат расчёта транспорта нейтронов в веществе представляет собой сумму большого количества расчётов, каждый из которых моделирует движение отдельного нейтрона.

Траектория движения нейтрона в веществе представляет собой ломаную линию, в которой прямые отрезки – движение свободное от взаимодействий, а точки излома – столкновение с ядрами. Длина каждого из отрезков (длина свободного пробега) обратно пропорциональна сечению взаимодействия $\sigma[\text{см}^2]$ с тем ядром, к которому движется нейтрон и концентрации ядер. Другими словами, длина свободного пробега

$$l \propto \frac{1}{\mu(E)}, \quad (1)$$

где $\mu(E)$ – макроскопическое сечение взаимодействия с размерностью $[\text{см}^{-1}]$. Концентрация ядер определяет среднее расстояние между ядрами, но в каждом конкретном случае величина этого расстояния может быть больше или меньше среднего, то есть имеет вероятностный характер. Для решения таких задач принято использовать метод Монте-Карло, состоящий в розыгрыше с помощью случайных чисел реализации вероятности того или иного значения рассматриваемой величины. В подходе Монте-Карло выражение (1) приобретает вид

$$l = -\frac{1}{\mu(E)} \times \ln(1 - \xi), \quad (2)$$

где ξ – случайное число, равномерно распределенное в интервале (0,1). В вычислительных машинах для получения значений ξ используется генератор псевдослучайных чисел. В нашем случае рассматривается два канала взаимодействия нейтронов с веществом: поглощение (capture) и упругое (elastic) рассеяние, сечения которых, соответственно $\sigma_c(E)$ и $\sigma_e(E)$, берутся из базы данных [3] (этой же базой пользуется пакет GEANT 4). Вещество, в котором мы рассматриваем распространение нейтронов – полиэтилен. Его плотность $\rho = 0,934 \text{ г/см}^3$, формула C_nH_{2n} . Из этой формулы и атомного веса составляющих следует, что плотность водорода в полиэтилене $\rho_H = \rho \times 2/14$, а углерода $\rho_C = \rho \times 12/14$. Соответствующие концентрации ядер $p_H = \rho_H/M_H$ и $p_C =$

^{1/} Так, в ядре ^{12}C энергия возбуждения первого уровня 4,4 МэВ. Этот элемент входит в состав полиэтилена. Однако для полиэтилена, как будет показано в следующем пункте, рассматриваемая модель действует до 10 МэВ.

ρ_C/M_C , где M_H – масса атома водорода, а M_C – углерода. Отсюда для поглощения нейтронов ядрами водорода макроскопическое сечение будет $\mu_{с,Н} = \sigma_{с,Н}(E) \times \rho_H$, и для упругого рассеяния на ядрах водорода $\mu_{е,Н} = \sigma_{е,Н}(E) \times \rho_H$. Аналогично записываются макроскопические сечения в случае углерода $\mu_{с,С}$ и $\mu_{е,С}$. Как легко видеть, здесь первый индекс характеризует тип взаимодействия, а второй соответствует участвующему во взаимодействии ядру. И так, на пути нейтрона может встретиться с вероятностью μ один из двух видов ядер и вступить с этим нейтроном в одно из двух видов взаимодействий. Розыгрыш каждой из четырёх ситуаций определяет соответствующую ей длину свободного пробега l . Величина l обратно пропорциональна реализации вероятности соответствующей ей процесса. Поэтому считается реализовавшимся процесс, которому соответствует наименьшее значение l .

В том случае, когда выбранное l отвечает поглощению, то расчёт траектории этого нейтрона прекращается, и начинается расчёт для следующего нейтрона. Если же реализуется вариант упругого рассеяния, то новое направление движения нейтрона и связанная с этим направлением его скорость (кинетическая энергия) зависят от прицельного параметра d и находятся из решения задачи упругого столкновения двух тел, одно из которых (ядро атома) покоится. Найдём значение прицельного параметра.

Проекция ядра на плоскость перпендикулярную к направлению движения нейтрона до столкновения есть круг. Пусть начало координат в центре круга, а максимальное значение $d = 1$. Так как попадание нейтрона в любую точку этого круга равновероятно, то координаты точки попадания x и y можно получить в результате розыгрыша случайных чисел, равномерно распределённых в интервале $[0,1]$ и, таким образом, найти значение

$$d = \sqrt{x^2 + y^2}. \quad (3)$$

Если в результате розыгрыша получаем $d > 1$, то тогда x и y разыгрываются заново.

При упругом столкновении нейтрона с покоящимся ядром, имеющим атомный вес A , угол рассеяния нейтрона в лабораторной системе координат будет

$$\theta = \arccos \left(\frac{A \cos(\pi - 2 \arcsin(d)) + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos(\pi - 2 \arcsin(d)) + 1}} \right), \quad (4)$$

азимутальный угол φ - равновероятен в интервале от 0° до 360° , скорость нейтрона после рассеяния

$$V = V_n \frac{\sqrt{A^2 + 2A \cos(\pi - 2 \arcsin(d)) + 1}}{A + 1}, \quad (5)$$

где V_n – скорость налетающего нейтрона.

Когда скорость нейтрона в результате ряда упругих соударений с ядрами уменьшится до скорости тепловых нейтронов, расчёт его дальнейшего движения передаётся в подпрограмму, разработанную на базе вышеупомянутой программы NT-t [2], которая и была предназначена для расчёта движения тепловых нейтронов.

На каждом шаге перемещения нейтрона контролируется его нахождение внутри заданного объёма (например, в объёме полиэтиленового шара). В случае, если нейтрон вылетает за границы этого объёма, его сопровождение прекращается и начинается розыгрыш движения следующего нейтрона. Если нейтрон попадает в объём, которому присвоены свойства детектора (например, в объём занятый индием), его координаты, энергия и направление импульса фиксируются. В результате, на выходе мы получаем файл, в котором записаны параметры всех попавших в детектор нейтронов.

Описанная программа, названная нами NT-q (neutron transportation - quick), написана на языке C++. К её достоинствам относятся максимальная простота и физическая прозрачность. Следствием простоты программы является высокая скорость её работы. Так сравнение времени решения нескольких задач с помощью пакета GEANT 4 и этих же задач, используя программу NT-q, показало, что в последнем случае выигрыш по времени счёта был около 10 раз.

Важность быстродействия вычислительной программы в решении задач спектрометра иллюстрирует следующее. До конечного просчёта функций отклика для пяти шаров, необходимо было провести много других расчётов этой функции с целью её исследования и проверки, а достаточно детальный расчёт функции отклика для одного из больших шаров требовал времени работы персонального компьютера около суток даже в случае использования программы NT-q.

ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДИКИ

Та часть программы NT-q, в которой рассчитывается транспорт тепловых нейтронов, тестировалась ранее как отдельная программа NT-t (см. [2]). Поэтому в первую очередь необходимо проверить работу первой части программы, которая отвечает за транспорт нетепловых нейтронов. В этом плане представляет интерес сравнение с расчётом работы [4], где рассмотрено прохождение через полиэтиленовую пластину толщиной 5 см

нейтронов с начальной энергией $E_0 = 2$ МэВ падающих на неё перпендикулярно. Результаты расчёта работы [4] и расчёта выполненного при тех же начальных условиях на NT-q приведены на рис.1, как и в [4], в единицах летаргии $U = \ln(E_0/E)$, где E – энергия нейтрона после прохождения пластины. Так как для тепловых нейтронов при начальной энергии $E_0 = 2$ МэВ величина $U = 18$, то следовательно почти весь рисунок отражает работу программы с нетепловыми нейтронами. Как видно из этого рисунка результаты нашего расчёта и работы [4] довольно близки.

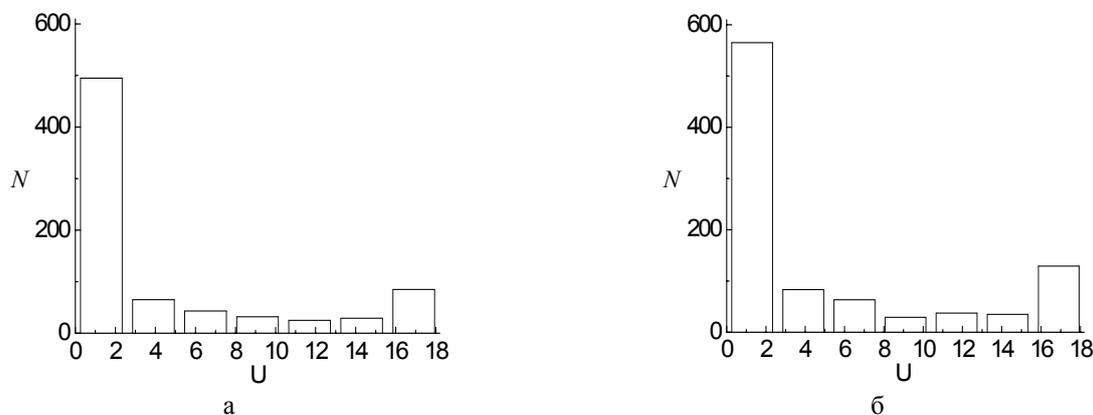


Рис. 1. Летаргия (U) нейтронов с энергией $E_0 = 2$ МэВ падающих перпендикулярно на полиэтиленовую пластину толщиной 5 см. Расчёты выполнены для 10^4 нейтронов. а – расчёт работы [4]; б – расчёт настоящей работы.

В работе [5], где собственно и был предложен шаровой нейтронный спектрометр, приведено большое количество экспериментальных значений функций отклика для шаров диаметром 5 и 8 дюймов. В работе [6] для таких же шаров функции отклика рассчитаны. Таким образом, имеется замечательная возможность сравнения результатов расчёта по нашей методике с данными, как измерений, так и других расчётов. На рис. 2 представлены данные по функциям отклика работ [5,6] и расчёты по программе NT-q. Результаты расчетов нормированы по максимуму значений функций работы [5]. Линии, соединяющие экспериментальные точки из работы [5], не являются результатом расчётов. Тестирование по расчёту функций отклика проверяет результат совместной работы блока расчёта транспорта быстрых и блока расчёта тепловых нейтронов.

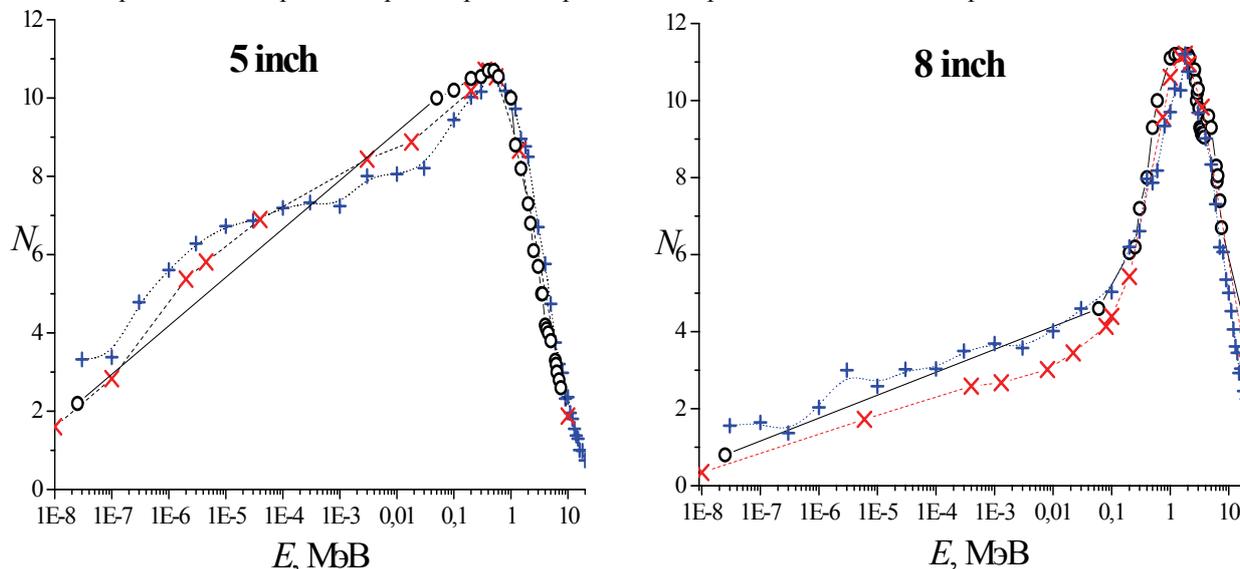


Рис. 2. Расчёт функций отклика полиэтиленовых шаров диаметром 5 дюймов (левый рисунок) и диаметром 8 дюймов (правый рисунок). Открытыми кружками обозначены данные измерений работы [5], наклонными крестами – расчёт работы [6], прямыми крестами – расчёт настоящей работы. Вертикальная шкала в условных единицах.

Как можно видеть из этих рисунков, согласие расчетов между собой и с данными измерений удовлетворительное, а близость сравниваемых данных в районе 10 МэВ указывает на то, что в случае полиэтилена программа NT-q может применяться вплоть до этой энергии.

ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЛЯ ШАРОВ НЕЙТРОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

На рис.3 приведены функции отклика 5-ти полиэтиленовых шаров нейтронного спектрометра ХФТИ рассчитанные с помощью программы NT-q. Хорошо видимая в нижней части рисунка некоторая изломанность линий соединяющих точки объясняется статистической ошибкой в расчёте этих точек $\Delta N = N^{1/2}$.

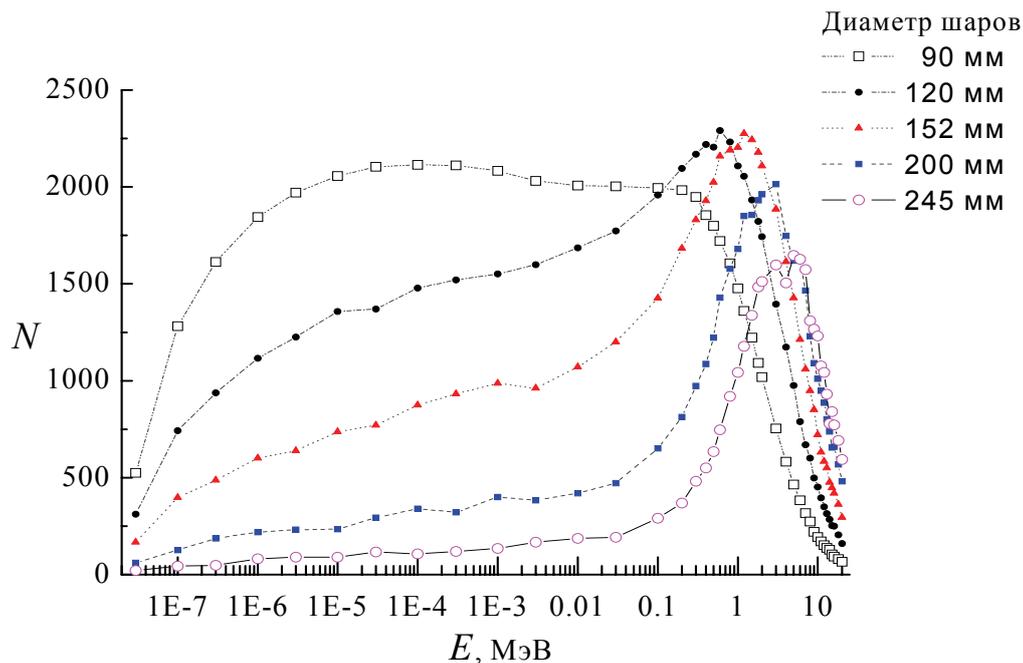


Рис.3. Расчёт функций отклика для 5-ти полиэтиленовых шаров нейтронного спектрометра. Каждая точка графиков является результатом модельного расчёта движения 10^6 нейтронов.

Не трудно показать, что если в каком-то диапазоне энергий функции отклика различных шаров подобны, т.е. отличаются друг от друга на множитель, то с помощью таких функций не возможно измерение спектра в этом диапазоне энергий. На рис.3 можно видеть, что при $E < 10^{-5}$ МэВ все 5 функций отклика подобны друг другу, а в диапазоне $E = 10^{-5} \div 10^{-2}$ МэВ подобны 4 функции из 5-ти. Таким образом, расчёт функций отклика для имеющихся шаров нейтронного спектрометра, показывает, что рабочий диапазон энергий этого спектрометра от 100 КэВ до 10 МэВ. Наблюдаемое на рис. 3 изменение вида функций отклика в зависимости от диаметра шаров указывает на то, что для измерения спектров нейтронов с энергией $E < 100$ КэВ, следует дополнительно использовать несколько шаров с диаметрами меньше 120 мм.

Относительно перспектив настоящей работы отметим главное – мы планируем проведение в ближайшем будущем эксперимента по проверке нейтронного спектрометра путём измерений известных спектров нейтронов, вылетающих из e, n -конвертора ускорителя электронов ЛУЭ-300.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Итогом работы являются

а) Разработка вычислительной программы транспорта нейтронов в веществе NT-q, которая отличается высокой скоростью расчётов, ввиду чего при энергиях нейтронов ниже $5 \div 10$ МэВ она в некоторых случаях может составить конкуренцию другим вычислительным программам.

б) Расчет функций отклика для 5-ти полиэтиленовых шаров нейтронного спектрометра ХФТИ. Эти функции необходимы для того, что бы опираясь на данные измерений спектрометра восстанавливать спектр нейтронов.

в) Определение диапазона энергий, в котором возможна спектрометрия нейтронов, в случае использования для измерений имеющихся полиэтиленовых шаров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lund Nuclear Data Service. <http://nucleardata.nucleardata.lu.se>.
2. Buki A.Yu., Kalenik S.A., Shapoval I.M. Simplified transportation model of thermal neutrons through matter // ВАНТ – 2011. – №3 (55). – С.50-53.
3. Evaluated Nuclear Data File (ENDF). www.nndc.bnl.gov.
4. Ermakov S.M., Zolotukhin V.G., Petrov E.E. Raschyet prokhozhdeniya neytronov cherez sloj polietilena // Atomnaya energiya – 1963. – Т.15. - №9. - С.253-254.
5. Blamblett R.L., Ewing R.J., Bonne T.W. A new type of neutron spectrometer // Nuclear instrument and methods – 1960. – Vol.9. – P.1-12.
6. Krupnyy G.I., Peleshko V.N., Rastsvetalov Ya.N., i dr. K voprosu sozdaniya vysokoenergeticheskogo opornogo polya neytronnogo izlucheniya / Preprint, IFVE 2009-5 ORI, Protvino 2009.

УДК 537.534.2:679.826

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТЕРМОУПРУГИХ ПИКОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ТЯЖЁЛЫХ МЕТАЛЛОВ ИОНАМИ НИЗКИХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

А.И. Калиниченко, С.С. Перепелкин, В.Е. Стрельницкий

*Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»,
61108, Академическая, 1, г. Харьков, Украина*

E-mail: aikalinichenko@kipt.kharkov.ua

Received 23 January 2012, accepted 17 February 2012

Исследована возможность формирования приповерхностных нелокальных термоупругих пиков (ПНТП) тяжелыми ионами низких и промежуточных энергий $E \leq 1$ МэВ в тяжелых металлах. На примерах имплантации ионов $\text{Xe}^+(\text{U}^+)$ в аморфные или (нано) кристаллические Au (U) показано существование пороговой энергии ионов $E_{\text{NTP}} \sim (15-50)$ кэВ, ниже которой пик формируется в соответствии с предложенной ранее моделью НТП низкоэнергетического иона. Методом экспертных оценок каскадов, возникающих при компьютерном моделировании процесса ионной бомбардировки, определены величины E_{NTP} для исследованных комбинаций «ион – металл». Показано, что при $E > E_{\text{NTP}}$ возможно образование ПНТП как односвязной области перегрева, возникающей на основе приповерхностного (суб)каскада. Параметры ПНТП определяются размерами (суб)каскада, тепловым расплыванием за время ион-ионной релаксации и фоннными потерями в (суб)каскаде. Приведена оценка сверху для вероятности образования сферического ПНТП, в котором возможно плавление материала мишени, для комбинаций “ $\text{U}^+ - \text{U}$ ”, “ $\text{Xe}^+ - \text{Au}$ ” при энергиях ионов $E = 400$ кэВ.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: низкоэнергетический ион, аморфная и/или (нано)кристаллическая мишень, тяжелые металлы, атомный каскад, термоупругий пик, плавление

ОСОБЛИВОСТІ ФОРМУВАННЯ ТЕРМОПРУЖНИХ ПІКІВ ПРИ БОМБАРДУВАННІ ВАЖКИХ МЕТАЛІВ ІОНАМИ НИЗЬКИХ І ПРОМІЖНИХ ЕНЕРГІЙ

О.І. Калініченко, С.С. Перепьолкін, В.Є. Стрельницький

*Національний Науковий Центр „Харківський фізико-технічний інститут”
61108, Академічна, 1, м. Харків, Україна*

Досліджено можливість формування приповерхневих нелокальних термопружних піків (ПНТП) важкими іонами низьких і проміжних енергій $E \leq 1$ MeV у важких металах. На прикладах імплантації іонів $\text{Xe}^+(\text{U}^+)$ в аморфні або (нано)кристалічні Au (U) показане існування граничної енергії іонів $E_{\text{NTP}} \sim (15-50)$ кеВ, нижче якої пік формується відповідно до запропонованої раніше моделі НТП низкоенергетичного іона. Методом експертних оцінок каскадів, що виникають при комп'ютерному моделюванні процесу іонного бомбардування, визначені величини E_{NTP} для досліджених комбінацій «іон-метал». Показано, що при $E > E_{\text{NTP}}$ можливо утворення ПНТП як однозв'язної області перегріву, що виникає на основі при поверхневого (суб)каскаду. Параметри ПНТП визначаються розмірами (суб)каскаду, тепловим розпливанням за час іон-іонної релаксації й фонними втратами у (суб)каскаді. Наведено оцінку зверху для ймовірності утворення сферичного ПНТП, у якому можливе плавлення матеріалу мішені, для комбінацій “ $\text{U}^+ - \text{U}$ ”, “ $\text{Xe}^+ - \text{Au}$ ” при енергіях іонів $E = 400$ кеВ.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: низко энергетичний іон, аморфна та/або (нано)кристалічна мішень, важкі метали, атомний каскад, термопружний пік, плавлення.

FORMING FEATURES OF THERMOELASTIC PEAKS AT HEAVY METAL BOMBARDMENT BY IONS OF LOW AND INTERMEDIATE ENERGIES

A.I.Kalinichenko, S.S.Perepelkin, V.E.Strelnitskij

*National Science Centre “Kharkov Institute of Physics and Technology”
61108, Akademicheskaya, 1, Kharkov, Ukraine*

Possibility of forming of the subsurface nonlocal thermoelastic peaks (SNTP) by ions of low and intermediate energies $E \leq 1$ MeV in heavy metals is investigated. By examples of ions $\text{Xe}^+(\text{U}^+)$ implanted to amorphous or (nano)crystalline Au (U), the existence of such ion boundary energy $\sim (15-50)$ keV is shown that the SNTP with energy $E < E_{\text{NTP}}$ forms according to the model of NTP of low-energy ion which was earlier proposed. By the judgement method of cascades appearing at computer simulation of ion bombardment process the values E_{NTP} are determined for examined combinations of “ion-metal”. It is shown that SNTP formation is possible at $E > E_{\text{NTP}}$ as a simply heating region appearing on basis of subsurface (sub)cascade. SNTP parameters are determined by (sub)cascade size, heat smearing and phonon loss in the (sub)cascade. Upper estimate of probability of spherical SNTP formation with material melting for combinations “ $\text{U}^+ - \text{U}$ ”, “ $\text{Xe}^+ - \text{Au}$ ” and ion energy $E = 400$ keV is given.

KEY WORDS: low-energy ion, amorphous and/or (nano)crystalline target, heavy metals, atomic cascade, thermoelastic peak, melting.

Модель нелокального термоупругого пика (НТП), використовувалася для описання процесів взаємодії низкоенергетических іонів с твердотельними мішенями, дозволила об'яснити широкий круг

наблюдаемых эффектов и проводить оптимизацию процессов обработки плёнок и покрытий ионными пучками [1]. Применимость модели ограничена диапазоном энергий ионов $E_{\min} < E < E_{\text{НТР}}$, где минимальная энергия $E_{\min} \sim 25$ эВ определяется возможностью термодинамического описания физических процессов в НТП, а максимальная допустимая энергия $E_{\text{НТР}}$ изменяется в зависимости от сорта иона и материала мишени. Так, в случае легких ионов (C^+ , B^+ , Al^+ , Ti^+), бомбардирующих мишень из легких материалов (C, BN, AlN, Ti), $E_{\text{НТР}}$ находится в пределах от 1 кэВ до 4 кэВ [1].

При переходе к более тяжелым ионам (Fe^+ , Xe^+ , Au^+ , U^+ и др.) и материалам мишени (Fe, Au, U и др.) энергетический диапазон применения модели НТП может существенно расширяться, и появляется возможность описания новых эффектов, нехарактерных для ионов с энергиями $E < 10$ кэВ. Речь, в частности, идет о фазовых переходах в пиках ионов [2], об эффекте кластерного распыления материала мишени тяжелыми ионами [3,4] и сопровождающей его поверхностной эрозии [5,6]. В области пороговой энергии $E \sim E_{\text{НТР}}$ происходит качественное изменение в структуре каскада, приводящее к образованию более сложных по форме и зачастую многосвязных перегретых областей нанометрового масштаба, что проявляется в изменении подходов при определении параметров образующегося теплового пика. Для ионов с промежуточными энергиями $E_{\text{НТР}} < E < 1$ МэВ уже нельзя использовать ранее разработанную модель НТП, согласно которой каждый бомбардирующий ион гарантированно создает единственный приповерхностный НТП (ПНТП) с вполне определенными радиусом и энергосодержанием. В этом случае для исследования возможности возникновения ПНТП с заданными пространственными и энергетическими характеристиками требуется рассмотрение всего многообразия образующихся каскадов и отбор тех из них, которые удовлетворяют определенным требованиям.

Целью настоящей работы является определение параметров низкоэнергетических ($E_{\min} < E < E_{\text{НТР}}$) ПНТП, возникающих при имплантации ионов Xe^+ (U^+) в аморфные или кристаллические мишени Au, (U), включая пространственные характеристики и энергосодержание пика, и величину пороговой энергии $E_{\text{НТР}}$. Также на основе компьютерного моделирования каскадов исследуется возможность возникновения ПНТП с плавлением материала для указанных комбинаций «ион-мишень» при энергии ионов $E = 400$ кэВ.

ПАРАМЕТРЫ ПНТП ИОНОВ НИЗКИХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

Как показано в [1,8], в области низких энергий $E < E_{\text{НТР}}$ образующийся ПНТП иона аппроксимируется сферическим сегментом, содержащим энергию фононных потерь $E_{ph}^<(E) = \eta(E)E$, с центром в середине среднего проективного пробега иона $L(E)$ и радиусом

$$R_z(E, d) = L(E) / 2 + R_T(d), \quad (1)$$

где $R_T(d)$ определяется следующим приближенным выражением:

$$R_T(d) = \begin{cases} 2\sqrt{sd\tau/6}, & d \leq d_{\max}, \\ 2s\tau, & d > d_{\max}. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь d – эффективный размер кристаллита, $d_{\max} = 9a[2(1-\Pi)/(1-2\Pi)]^{1/2}$, Π – коэффициент Пуассона материала мишени. Доля фононных потерь $\eta(E)$, так же как средний проективный пробег иона $L(E)$, вычислялась с помощью программного пакета SRIM2008 [7]. Отметим, что случаю аморфного материала соответствует предел $R_T(d)$ при $d \rightarrow 2a$, где a – среднее межатомное расстояние.

Определение пороговой энергии $E_{\text{НТР}}$, задающей предел применимости модели НТП низкоэнергетического иона, требует детального статистического анализа параметров образующихся областей термализации фононных потерь иона с оценкой вероятности благоприятных конфигураций в широком диапазоне энергий [9]. В настоящей работе величина пороговой энергии определялась методом экспертных оценок с использованием моделирования образующихся каскадов с помощью программного пакета SRIM2008. Процедура определения величины $E_{\text{НТР}}$ заключалась в следующем. Для каждой фиксированной энергии иона E производилось $N = 100$ розыгрышей каскадов, из которых выбиралось $N_+(E)$ розыгрышей, приводящих к возникновению благоприятных конфигураций области термализации. К числу таковых относились все односвязные области термализации, продольный

$$l_l = l_l' + 2R_T(d) \quad (3)$$

и поперечный

$$l_t = l_t' + 2R_T(d) \quad (4)$$

размеры которых удовлетворяли неравенству

$$\xi^{-1} \leq \frac{l_l'}{l_l} \leq \xi, \quad (5)$$

где l_l' и l_l - эффективные продольный и поперечный размеры каскада, порождающего тепловой пик. Значение l_l' определялось шириной продольного распределения фононных потерь иона dE_{ph}/dy на высоте $1/e \approx 0,369$ от максимума распределения и контролировалось визуально по глубине каскада. Величина l_l' оценивалась визуально по эффективному поперечному диаметру каскада. Параметр формы ξ выбирался равным 1,5.

Принималось, что образуемые ионами определенной энергии нанометровые области термализации можно описывать в рамках модели НТП, если доля благоприятных конфигураций составляла не менее 50%. В соответствии с этим уравнение для определения E_{NTP} может быть записано в виде:

$$N_+(E_{NTP}) = 0,5N. \quad (6)$$

При энергиях, превышающих E_{NTP} , согласно результатам моделирования с помощью SRIM2008, происходит изменение структуры каскада. Формирующийся каскад порождает или односвязную область термализации с, вообще говоря, различными продольным и поперечным размерами, или несколько слабосвязанных областей. Эффективные продольный l_l и поперечный l_t размеры каждой из областей определяются суперпозицией области локализации порождающего (суб)каскада с размерами l_l' и l_t' и областей тепловой релаксации радиусом $R_T(d)$ вокруг каждого возбужденного атома. Таким образом, каждый образующийся тепловой пик аппроксимируется либо эллипсоидом вращения (вокруг продольной оси) с размерами осей l_l и l_t , определяемых соотношениями (3), (4), если пик целиком лежит внутри мишени, либо сегментом такого эллипсоида, если пик образуется на приповерхностном (суб)каскаде. В последнем случае центр эллипсоида отстоит от поверхности на расстояние $l_l/2$.

Моделирование с помощью SRIM 2008 показало, что в некоторых (довольно редких) случаях возможно образование ПНТП, размеры которого удовлетворяют условию (5). В этом случае можно говорить о возникновении сферического ПНТП, аппроксимируемого сферическим сегментом с радиусом

$$R_>(E, d) = l_l/2 + R_T(d), \quad (7)$$

с центром, находящимся на расстоянии $l_l/2$ от поверхности мишени.

Образующийся ПНТП содержит тепловую энергию, равную энергии фононных потерь в приповерхностном каскаде или субкаскаде

$$E_{ph}^>(E) = \int_0^{l_l} (dE_{ph}/dy) dy, \quad (8)$$

значение которой определяется продольным распределением фононных потерь dE_{ph}/dy , вычисляемым в рамках SRIM2008. Как показали оценки, при промежуточных энергиях $E_{NTP} < E < 1$ МэВ ионизационные потери также не вносят существенного вклада в формирование теплового поля ПНТП.

Температура и фазовое состояние материала в НТП определяются средней плотностью тепловой энергии

$$\varepsilon(E, d) = \frac{E_T(E)}{V(E, d)}, \quad (9)$$

где $E_T(E)$ - тепловая энергия в ПНТП, равная $E_{ph}^<(E)$ при $E \leq E_{NTP}$ и $E_{ph}^>(E)$ при $E > E_{NTP}$. Объем сферического ПНТП $V(E, d)$ равен:

$$V(E, d) = \frac{4\pi}{3} \left[R(E, d)^3 - \frac{3}{8} R_T(d)^2 l - \frac{R_T(d)^3}{2} \right], \quad (10)$$

где $R(E, d) = R_<(E, d)$, $l = L(E)$ при $E \leq E_{NTP}$ и $R(E, d) = R_>(E, d)$, $l = l_l$ при $E > E_{NTP}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Моделирование, выполненное с помощью программного пакета SRIM2008, позволяет определить форму, геометрические параметры тепловых пиков, образующихся в мишенях из тяжёлого металла (Au, U), при нормальном падении тяжёлого иона (Xe^+ , U^+) на поверхность мишени, а также фононные потери E_{ph} в мишени для энергий как ниже, так и выше порогового значения энергии E_{NTP} . Значения E_{NTP} вычислялись методом экспертной оценки образующихся каскадов в диапазоне энергий от 5 кэВ до 100 кэВ при $0,75 < l_l/l_t < 1,5$ [9]. Для комбинаций “ $\text{U}^+ - \text{U}$ ” и “ $\text{Xe}^+ - \text{Au}$ ” пороговая энергия принимает следующие значения: для

поликристаллических мишеней $E_{NTP} = 45$ кэВ и 30 кэВ, для нанокристаллических мишеней с $d = 2$ нм $E_{NTP} = 35$ кэВ и 20 кэВ, для аморфных мишеней $E_{NTP} = 25$ кэВ и 15 кэВ, соответственно.

На рис. 1 приведены энергетические зависимости параметров ПНТП для аморфного и (нано)кристаллического урана (золота), бомбардируемого ионами $U^+(Xe^+)$, при $E < E_{NTP}$. Вычисления проводились при следующих параметрах мишеней U(Au): плотность $\rho = 19,04 \cdot 10^3$ кг/м³ ($19,31 \cdot 10^3$ кг/м³), энергия смещения $E_d = 25$ эВ, энергия связи $E_b = 3$ эВ. Из рис. 1 видно, что с ростом размера кристалла и энергии иона начальный радиус ПНТП $R_c(E, d)$ возрастает и достигает максимального значения R_{cmax} для поликристаллических мишеней при $E = E_{NTP}$: $R_{cmax} = 5,2$ нм (5,3 нм) для комбинации “Xe⁺ - Au” (“U⁺ - U”).

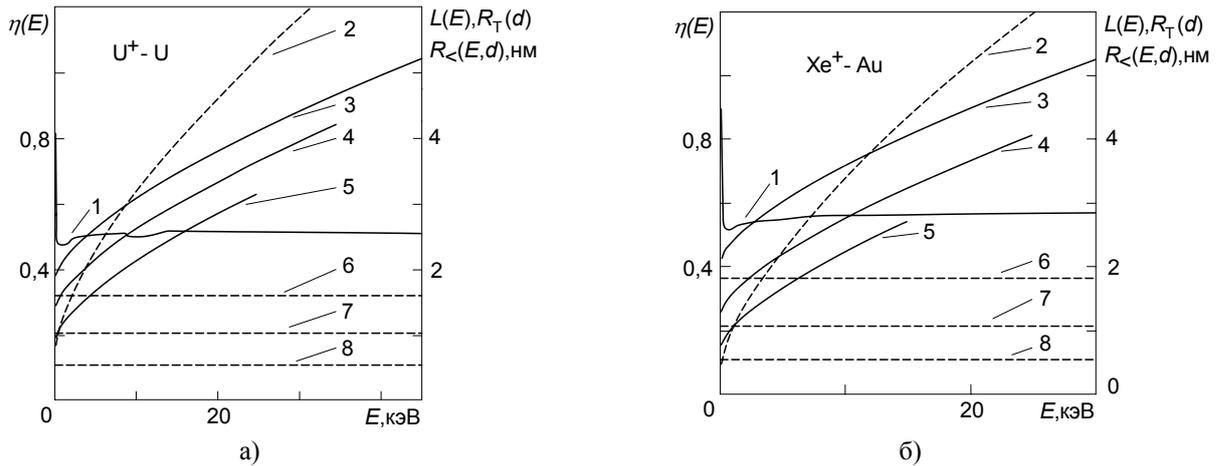


Рис. 1. Доля фоновых потерь $\eta(E)$ (кривая 1), средний проективный пробег $L(E)$ (пунктирная кривая 2), начальный радиус ПНТП $R_c(E, d)$ (кривые 3, 4, 5) и радиус теплового размывания $R_T(d)$ (пунктирные линии 6, 7, 8) для поликристаллической, нанокристаллической ($d=2$ нм) и аморфной мишеней из: а) урана, бомбардируемого ионами U^+ ; б) золота, бомбардируемого ионами Xe^+ при $E \leq E_{NTP}$.

Радиус теплового размывания $R_T(d)$ превосходит по величине среднюю длину проективного пробега иона $L(E)$ для поликристаллических мишеней из U(Au) при $E < 1,9$ кэВ (3,5 кэВ). С уменьшением размера кристаллита интервал энергий, в котором выполняется неравенство $R_T(d) > L(E)$, сокращается. Так, для аморфных мишеней из урана (золота) значение $L(E)$ становится больше, чем $R_T(2a)$ уже при $E = 25$ эВ (при $E = 120$ эВ). Таким образом, размер НТП определяется процессом диффузии тепла только в поликристаллических мишенях и только для энергий ионов $E \leq 5$ кэВ $\ll E_{NTP}$. С ростом энергии иона и уменьшением размера кристаллита размер пика определяется, в основном, длиной среднего проективного пробега иона $L(E)$, то есть, вкладом процессов каскадообразования.

На рис.2 приведены зависимости плотности энергии в ПНТП $\varepsilon(E, d)$ для мишени из урана (золота) от энергии бомбардирующего иона $U^+(Xe^+)$. Из выражения (9) и рис.2 следует, что с уменьшением d плотность тепловой энергии в НТП возрастает и может превысить величину, необходимую для начала плавления материала мишени. В этом случае весь объём пика или его часть переходит в жидкое состояние. Весь материал пика иона $U^+(Xe^+)$ переходит в расплавленное состояние для поликристаллического U (Au) при $E > 1$ кэВ (4,7 кэВ); для аморфного U (Au) - при $E > 350$ эВ (50 эВ).

Моделирование, выполненное с помощью SRIM2008, позволило определить форму и размеры каскада, образующегося в мишени при нормальном падении тяжёлого иона на поверхность мишени, а также распределение фоновых потерь dE_{ph}/dy в мишени при $E > E_{NTP}$.

На рисунках 3-5 приведены примеры каскадов различных конфигураций, образуемых ионами U^+ и Xe^+ в мишенях из кристаллического урана и золота, соответственно, при энергии ионов $E = 400$ кэВ. На рис. 3 показан каскад, у которого продольный размер l_l , по порядку величины, совпадает с поперечным размером l_t (рис. 3а), и соответствующее продольное распределение фоновых потерь в мишени (рис. 3б).

Показанный на рис. 3а приповерхностный каскад можно аппроксимировать сферическим сегментом радиусом $R_s \sim 7,6$ нм при $l_l \sim 12$ нм и $R_T \sim 1,6$ нм (граница ПНТП показана сплошной кривой). Плотность тепловой энергии в пике иона составляет $\varepsilon \sim 2,8$ эВ/ат и превосходит плотность тепловой энергии, соответствующую полному расплавлению урана $\varepsilon_{m2} \sim 0,83$ эВ/ат. На рис. 4 показаны каскад, у которого продольный размер l_l значительно превосходит поперечный размер l_t (рис. 4а), и соответствующее

продольное распределение фоновых потерь в мишени (рис. 4б).

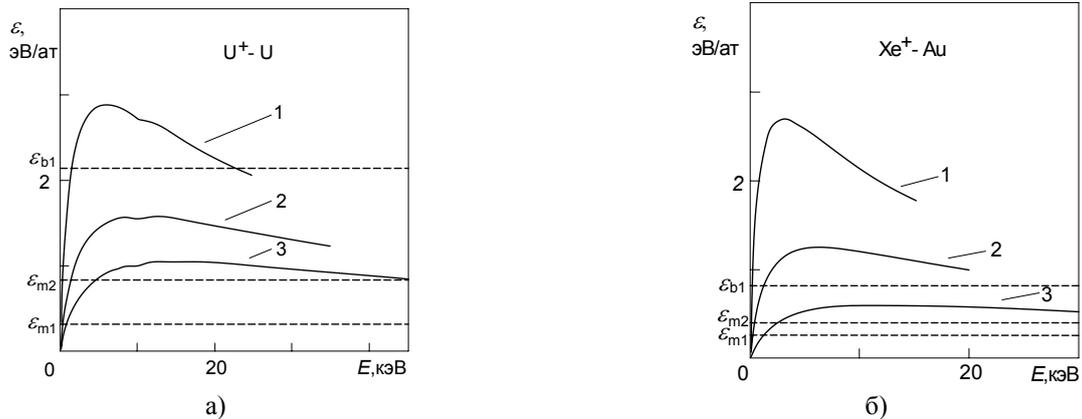


Рис. 2. Плотность тепловой энергии ε в ПНТП ионов в аморфной (кривая 1), нанокристаллической, $d = 2$ нм (кривая 2), поликристаллической (кривая 3) мишени: а) U^+ в уране; б) Xe^+ в золоте при $E \leq E_{NTP}$. Пунктирные линии соответствуют плотности энергии начала (ε_{m1}) и конца (ε_{m2}) плавления и начала кипения (ε_{b1}).

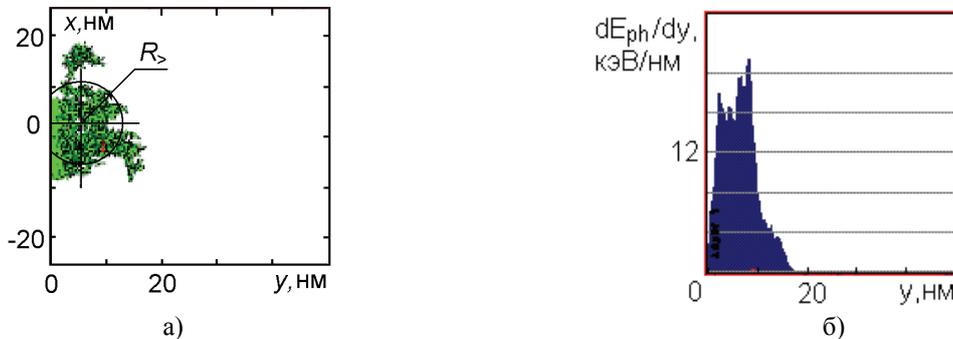


Рис. 3. Односвязный каскад с $l_1 \sim l_t$, образующийся при взаимодействии иона U^+ с атомами мишени из поликристаллического урана (а); продольное распределение фоновых потерь иона в материале мишени (б). Энергия иона $E = 400$ кэВ, $L = l_t = 12$ нм.

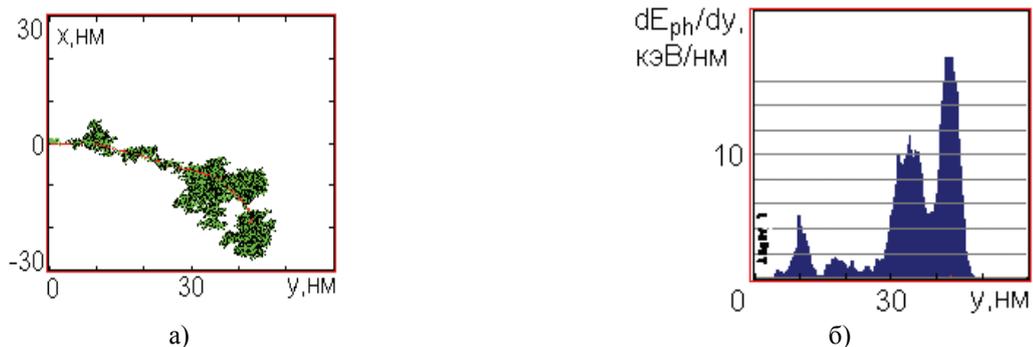


Рис. 4. Многосвязный каскад, образующийся при взаимодействии иона U^+ с атомами поликристаллической мишени из урана (а); продольное распределение фоновых потерь иона в мишени (б). Энергия иона $E = 400$ кэВ, $L \sim 46$ нм.

Как видно из рис. 4, форма образующегося каскада далека от сферы, а энерговыделение происходит, в основном, в глубине мишени. В приповерхностном субкаскаде не выделяется тепловая энергия, необходимая для плавления материала мишени.

На рис. 5 показаны каскад, разделяющийся на три слабо связанных субкаскада (рис. 5а), и соответствующее продольное распределение фоновых потерь иона в материале мишени (рис. 5б). Приповерхностный субкаскад на рис. 5а можно аппроксимировать сферическим сегментом радиусом $R_s \sim 5,8$ нм при $l_1 \sim 8$ нм и $R_T \sim 1,8$ нм (граница ПНТП показана сплошной кривой). Плотность тепловой энергии в образующемся ПНТП иона составляет $\varepsilon \sim 0,9$ эВ/ат и превосходит плотность тепловой энергии, соответствующую полному расплавлению золота $\varepsilon_{m2} \sim 0,4$ эВ/ат.

Таким образом, моделирование с помощью программного пакета SRIM2008 показало, что при энергии

ионов $E = 400$ кэВ $\gg E_{\text{НТР}}$ для комбинаций “U⁺ - U” и “Xe⁺ - Au” возможно образование сферического ПНТП на основе приповерхностного (суб)каскада с продольным и поперечным размерами, близкими по величине, и с плотностью энергии, превосходящей необходимую для плавления материала мишени. Вероятность образования такого (суб)каскада не превышает 1%. Образование расплавленного состояния в нанометровой области размером от 2 до 12 нм и больше на поверхности золота наблюдалось в экспериментах при бомбардировке мишени из Au ионами Xe⁺ с энергией $E = 400$ кэВ [5], что подтверждает полученные нами результаты.



Рис.5. Многосвязный каскад, образующийся при взаимодействии иона Xe⁺ с атомами золотой поликристаллической мишени (а); продольное распределение фоновых потерь иона в материале мишени (б). Энергия иона $E = 400$ кэВ, $L \sim 42$ нм.

ВЫВОДЫ

1. При низких энергиях иона $E \leq E_{\text{НТР}}$ формирование ПНТП происходит из каскадов, компактно заполняющих односвязную область с близкими по величине продольным и поперечным размерами, лежащую в приповерхностном слое. Образующийся ПНТП аппроксимируется сферическим сегментом с центром в середине среднего проективного пробега иона L , радиус которого однозначно определяется длиной среднего проективного пробега иона L и радиусом R_T области расплывания точечного источника тепла за время ионной релаксации, а энергосодержание – фоновыми потерями иона. Роль диффузии тепла при образовании ПНТП возрастает с увеличением размера кристаллита и уменьшением энергии иона.

2. Величина пороговой энергии $E_{\text{НТР}}$ иона для рассмотренных комбинаций «тяжелый ион – тяжелый металл» значительно превышает аналогичную для случаев «легких» ионов и материалов мишени и может достигать ~ 50 кэВ. Это существенно расширяет область применимости модели нелокального термоупругого пика при описании процессов в облучаемых конструкционных материалах.

3. Для промежуточных энергий $E_{\text{НТР}} < E < 1$ МэВ возможно образование ПНТП как односвязной области перегрева, возникающей на основе приповерхностного (суб)каскада. Параметры ПНТП определяются размерами приповерхностного (суб)каскада и фоновыми потерями в нем. Показана возможность образования сферического ПНТП размером ~ 10 нм с энергосодержанием, достаточным для полного расплавления материала в пике, что подтверждается данными экспериментов. Вероятность образования такого пика не превышает 1 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. Thermodynamic conditions of ta-C formation at implantation of noble-gas ions in carbon // *Diamond and Relat. Mater.* – 2006. – v. 15, №2-3. – P. 365 – 370.
2. Kalinichenko A.I., Laptev I.N., Parkhomenko A.A., Strel'nitskij V.E. Fazovyje prevrashchenija v termouprugih pikah v zheleze // *Voprosy atomnoj nauki i tekhniki. Serija: Fizika radiatsionnyh povrezhdenij i radiatsionnoe materialovedenie* (95). - 2010. - №1. - С. 15-20.
3. Donnelly S.E. and Birtcher R.C. Heavy ion cratering of gold // *Phys. Rev. B.* – 1997. – v. 56, №21. – P. 13599 - 13602.
4. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V. E. Model' kapelnogo raspylenija pri bombardirovke tverdogo tela nizkoenergeticheskiimi ionami // *Izvestija vuzov. «Fizika».* 2011, №1/2, с. 324-328.
5. Birtcher R.C, Donnelly S.E. and Schlutig S. Nanoparticle ejection from Au induced by single Xe ion impacts // *Phys. Rev. Let.* – 2000. – v.85, №3. - P. 4968 – 4971.
6. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V. E. Obrazovanie kraterov pri ionnoj bombardirovke tverdogo tela // *Tezisy Mezhdunarodnoj konferentsii «HighMatTech 2011».* - 3-7 oktjabrja 2011, Kiev, Ukraina. - S.99.
7. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. *The Stopping and Range of Ions in Solids.* New York: Pergamon Press, 1996. - 297 p.
8. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. Uskorenie kineticheskikh protsessov v nanokristallicheskom materiale pri ionnom obluchenii // *The Journal of Kharkiv National University, physical series: “Nuclei, Particles, Fields”.* – 2007. – Vyp. 4(36). - S. 39-47.
9. Kalinichenko A.I., Perepelkin S.S., Strel'nitskij V.E. Predely primenimosti modeli nelokal'nogo termouprugogo pika dlja analiza fizicheskikh protsessov v tverdom tele pri ionnom obluchenii // *Materialy 5-oj Mezhdunarodnoj konferentsii «Fiziko-khimicheskie osnovy formirovanija i modifikatsii mikro- i nanostryktur» (FMMN 2011).* - t.1. - 12 – 14 oktjabrja 2011, g. Khar'kov, Ukraina. - S.155 – 159.

УДК 539.122.17

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ПО ОТНОСИТЕЛЬНЫМ ВЫХОДАМ ХРИ ИЗ ВТОРИЧНЫХ МИШЕНЕЙ

А.С. Деев

*ННЦ "Харьковский физико-технический институт"
ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина
e-mail: deev@kipt.kharkov.ua*

Received 19 January 2012, accepted 11 February 2012

В GEANT 4.9.2 проведен расчет взаимодействия рентгеновского излучения с атомами вторичного конвертора, рассчитан выход К-линий характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из вторичной мишени. Моделировались спектры первичного излучения различного вида $N_{\text{РЕНТ}}(E) = f(E)$, аналогичные по форме тормозному излучению электронов в кристаллах. Рентгеновские кванты направлялись на вторичную мишень, возбуждали ХРИ, регистрируемое кольцевым детектором в диапазоне углов 90° - 180° . Для первичных спектров определялось отношение $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ выходов тормозного излучения из ориентированного кристалла к выходу излучения из разориентированного кристалла (ось/random). Рассчитаны соответствующие ось/random отношения $X_{\text{ХРИ}}(E)$ выходов ХРИ из вторичных мишеней в области энергий 7-115 кэВ. Сравниваются энергетические зависимости $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Показано, что восстановление низкоэнергетической части спектра тормозного излучения каналированных электронов корректно возможно в случае, когда спектр излучения имеет монотонный вид без сложной структуры.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: конверторы, вторичные излучения, ХРИ, восстановление спектров, моделирование, GEANT 4.9.2

SPECTRAL CHARACTERISTICS RESTORATION OF X-RAY ELECTRONS RADIATION IN CRYSTALS BY MEANS OF RELATIVE CXR YIELDS FROM SECONDARY TARGETS

O.S. Deiev

*National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"
61108, Academichna str. 1, Kharkiv, Ukraine*

In the GEANT 4.9.2 the interaction of the primary X-rays electromagnetic radiation with the secondary converter atoms was calculated, K-lines yields of characteristic X-rays radiation (CXR) were computed. Spectra of the primary radiation $N_{\text{RENT}}(E) = f(E)$ was simulated, analogous to the shape of the bremsstrahlung of electrons in crystals. X-rays were sent to the secondary target and excited the CXR, which was registered by the detector at angles 90° - 180° . The ratio $X_{\text{RENT}}(E)$ yield of intense X-ray bremsstrahlung radiation from oriented crystal to the yield of a disoriented crystal was determined (axis/random). The ratio (axis/random) of yields $X_{\text{CXR}}(E)$ from secondary targets in the energy range 7-115 keV were calculated. The energy dependence $X_{\text{RENT}}(E)$ and $X_{\text{CXR}}(E)$ were compared. Shown that recovery of low-energy bremsstrahlung spectra of channeled electrons is possible when the radiation spectrum of channeled electrons has a monotonous dependence with no complex structure.

KEYWORDS: converters, secondary radiations, CXR, restoration of spectra, modeling, GEANT 4.9.2

ВІДНОВЛЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕНТГЕНІВСЬКОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ В КРИСТАЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ХРВ З ВТОРИННИХ МІШЕНЬ

О.С. Деев

*ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"
вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна*

У GEANT 4.9.2 проведено розрахунок взаємодії рентгенівського випромінювання з атомами вторинного конвертора, розрахований вихід К-ліній ХРВ із вторинної мішені. Моделювалися спектри первинного випромінювання різного виду $N_{\text{РЕНТ}}(E) = f(E)$, аналогічні за формою гальмівного випромінювання електронів в кристалах. Рентгенівські кванти направлялися на вторинну мішень, де збуджували ХРВ, реєстроване кільцевим детектором в діапазоні кутів 90° - 180° . Для первинних спектрів визначалося відношення $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ виходів інтенсивного рентгенівського випромінювання електронів з орієнтованого кристалла до виходу випромінювання з розорієнтованого кристалла (ось/random). Розраховані відношення виходів (ось/random) ХРВ із вторинних мішеней $X_{\text{ХРВ}}(E)$ в області енергій 7-115 кеВ. Порівнюються енергетичні залежності $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ і $X_{\text{ХРВ}}(E)$. Відновлення низькоенергетичної частини спектра гальмівного випромінювання каналированих електронів коректно можливо у випадку, коли спектр випромінювання має монотонний вигляд без складної структури.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: конвертори, вторинні випромінювання, ХРВ, відновлення спектрів, моделювання, GEANT 4.9.2

Измерение спектров интенсивного рентгеновского излучения (в плазме, излучении при каналировании электронов в кристаллах и т.д.) сопряжено с особыми трудностями из-за большого потока квантов в импульсе. Такие импульсы будут насыщать любой детектор и измерительную систему, поэтому использование амплитудного анализа в этом случае практически невозможно. Поэтому перед детекторами, чувствительными к потоку фотонов, помещают вторичные мишени-рассеиватели, преобразующие первичное излучение во вторичное, значительно меньшее по интенсивности. Затем полученный вторичный спектр излучения обрабатывают, восстанавливая первичный спектр излучения.

Излучение, возникающее при прохождении электронов через ориентированный кристалл, обладает различными особенностями, обусловленными сложными когерентными и интерференционными процессами взаимодействия частиц с кристаллом [1]. Интенсивность излучения частиц в кристалле значительно усиливается по сравнению с аморфной мишенью, кроме того могут возникать характерные максимумы в спектрах излучения. При создании специальных экспериментальных условий такие потенциально полезные свойства излучения можно использовать для создания управляемых квазимонохроматических источников рентгеновского излучения [2-3]. Как показали исследования [4-9] при энергии электронов в пределах нескольких десятков МэВ излучение наблюдается в области энергий квантов от нескольких десятков до сотен кэВ. Создание интенсивных источников электромагнитного излучения приводит к необходимости развития методов измерения их основных характеристик, таких как интенсивность излучения, спектральные и угловые распределения.

В работе [10] описан метод измерения спектров интенсивного рентгеновского излучения малых энергий, основанный на измерении интенсивности К - линий характеристического рентгеновского излучения (ХРИ), возбуждаемого тормозным излучением электронов из вторичных мишеней с различными атомными номерами Z . Предполагалось, что метод позволит определить отношение $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ выхода интенсивного рентгеновского излучения электронов из ориентированного кристалла к выходу из разориентированного кристалла в области энергий до 7-115 кэВ по величине $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Использование вторичного конвертора позволяет избежать перегрузки спектрометрического тракта и дает возможность проводить исследование при токах пучка электронов на 5-6 порядков выше, чем в экспериментах [5-8]. Величины $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ определяются как отношения числа зарегистрированных квантов (интенсивного излучения электронов с энергией E в рентгеновском диапазоне энергий и выходу ХРИ из вторичного конвертора с энергией К-края равной E) в ориентированном случае, к аналогичным величинам в разориентированном случае (отношение ось/random).

Цель работы – определить возможности применения методики измерения ХРИ из вторичных мишеней для восстановления спектральных характеристик первичного тормозного излучения. Для этого в рамках программного кода GEANT 4 рассчитываются зависимости выходов ХРИ, возбуждаемого различными модельными спектрами первичного излучения во вторичных мишенях. Проводится сравнение величин $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Недавние эксперименты [11,12] по измерению спектров интенсивного рентгеновского излучения по выходам вторичных излучений подтверждают актуальность темы. В [13,14] мы провели теоретическое и экспериментальное исследование применения вторичных мишеней-рассеивателей для восстановления первичных спектров излучения.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ

С помощью метода Монте-Карло в GEANT 4 моделировались спектры первичного излучения различного вида $N_{\text{РЕНТ}} = f(E)$, аналогичные по форме тормозному излучению электронов в кристаллах. Рентгеновские кванты направлялись на вторичную мишень, возбуждали ХРИ, регистрируемое кольцевым детектором в диапазоне углов 90° - 180° . Для первичных спектров определялось отношение $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ выходов рентгеновского излучения из ориентированного кристалла к выходу излучения из разориентированного кристалла (ось/random). Затем рассчитывались соответствующие отношения ось/random $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для выходов ХРИ из вторичных мишеней. Для моделирования использовались фольги с различной толщиной, элементы применялись в диапазоне от Fe до U, всего 40 элементов-мишеней (использована база данных GEANT 4.9.2). Для каждого элемента проводилось моделирование двух спектров (ориентированного и неориентированного), определялось количество возбуждаемых квантов ХРИ и вычислялась величина $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Каждое вычисленное значение $X_{\text{ХРИ}}(E)$ помещалось на итоговый график с абсциссой, равной энергии К-края используемого элемента. Это позволило равномерно заполнить интервал энергий от Fe (7,06 кэВ), Ni (8,25 кэВ) до Bi (90,5 кэВ), U (115,6 кэВ). Данный энергетический интервал принципиально может быть использован для восстановления первичного спектра излучения с применением методики ХРИ (область энергий 7-115 кэВ). На основании совпадения или расхождения величин $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ делался вывод о корректности использования рентгеновской методики для восстановления спектров первичного излучения. Изучено влияние на выход вторичных излучений заряда Z вторичной мишени и ее толщины, выбрана геометрия измерений, удобная для регистрации рассеянных квантов. Применялось приближение GEANT 4.9.2 electromagnetic/lowenergy (LE) и std.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для тестирования программного кода и выбора оптимальных линий излучения для измерений ХРИ предварительно проведены расчеты энергетических зависимостей выхода К-линий ХРИ, возбуждаемого моноэнергетическими квантами. Возбуждение L- и M- линий ХРИ осуществляется при существенно меньших энергиях, чем К-линии, кроме того К-пики расположены изолированно и имеет четкую энергию в максимумах K_α и K_β . В дальнейшем при расчете выходов ХРИ для численных оценок суммировались кванты всех К-линий, генерация L и M-линий ХРИ в полный вклад ХРИ не включалась. Рассчитывался выход ХРИ в зависимости от толщины вторичной мишени для различных элементов, что позволяло определить толщину вторичного конвертора, удобную для регистрации излучения. В таблице 1 представлены зависимости интегрального

выхода К-линий ХРИ, генерированных в Мо и W мишенях различной толщины (мкм). Возбуждение ХРИ проводилось моноэнергетическими квантами с энергией на 0,5 КэВ выше К-края поглощения: 20 кэВ для Мо и 69,5 кэВ для W. Число падающих квантов составляло 10^5 , учитывались кванты ХРИ, регистрируемое кольцевым детектором в диапазоне углов 90° - 180° . В GEANT 4.9.2 корректно учитывается поглощение квантов ХРИ в материале мишени. Результаты моделирования показали насыщение величины выхода ХРИ для вторичных мишеней толщиной до 100 мкм.

Таблица 1.

Зависимость интегрального выхода К-линий ХРИ, генерированных в Мо и W мишенях различной толщины t (мкм). Приближение electromagnetic/LE

t, мкм	5	10	25	50	75	100	150	200	300
Mo	7952	14141	19056	19746	20314	20318	20428	20483	20501
W	3485	6200	12082	17100	19352	20289	20977	21074	21127

Для выявления оптимальных толщин вторичных мишеней в экспериментах по определению величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ рассчитаны зависимости количества квантов ХРИ, генерируемых во вторичной мишени, от энергии налетающих квантов для $N_\gamma = 10^5$. Функции возбуждения имеют вид пиков, вертикальный передний фронт которых совпадает с энергией К-края возбуждения ХРИ, а пологий склон при увеличении энергии отражает ход сечения фотоэффекта. Количество квантов ХРИ уменьшается с увеличением энергии падающих квантов.

На рис. 1, 2 представлены энергетические зависимости интегрального выхода квантов К-линий ХРИ, генерированных налетающими рентгеновскими квантами разных энергий в Мо и Pt мишенях различных толщин в приближении LE. Кванты ХРИ регистрируются кольцевым детектором в диапазоне углов излучения 90° - 180° . Ширина пиков на полувысоте увеличивается с толщиной вторичных мишеней. Уширение пиков связано с характером взаимодействия падающих квантов с атомами мишени. Для тонкой мишени (~ 1 мкм) играет роль только величина сечения взаимодействия. С увеличением толщины мишени пропорционально соотношению толщин увеличивается вероятность взаимодействия, т.е. кванты получают в более толстой мишени дополнительную возможность возбуждать ХРИ, что пропорционально увеличивает выход для всех энергий квантов. Когда выход ХРИ в области максимума сечения (вблизи К-края) насыщается (взаимодействуют все падающие кванты), аналогичного насыщения выхода для более высоких энергий налетающих квантов (существенно выше энергии К-края) не происходит, что приводит к уширению энергетической зависимости.

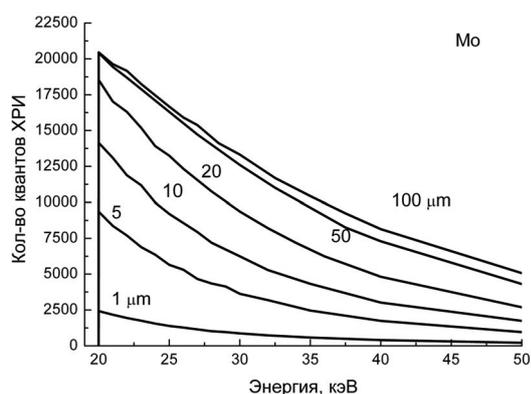


Рис. 1. Энергетические зависимости интегрального выхода К-линий ХРИ в Мо мишенях (1-100 мкм)

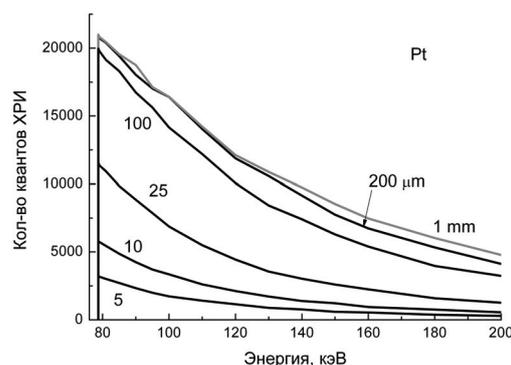


Рис. 2. Энергетические зависимости интегрального выхода линий ХРИ в Pt мишенях (5-1000 мкм)

Интенсивность линий в спектрах тормозного излучения обратно пропорциональна их энергии ($N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$). Это необходимо учитывать при определении ширин пиков энергетического распределения выхода К-линий ХРИ, генерированных во вторичных мишенях. Корректировка ширин проводится уменьшением числа падающих квантов с увеличением энергии согласно $N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$ (таблица 2). Как следует из данных, приведенных в таблице 2, толщина мишени влияет не только на общее количество квантов ХРИ, но, что более важно, на ширины пиков энергетических зависимостей выхода ХРИ. Чем уже пик, тем более узкий энергетический интервал дает основной вклад в выход ХРИ, и достигается большая точность в определении величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$, привязываемой к определенной энергии первичного спектра. Оптимальным представляется использование вторичных мишеней с толщиной < 10 мкм, где основной вклад в генерацию ХРИ дают кванты с

энергией, превышающей значение К-края менее чем на 10 кэВ для легких элементов мишени и менее 20 кэВ для тяжелых.

Таблица 2.

Ширина пиков на полувысоте энергетического распределения выхода ХРИ

Элемент, t мкм	Энергия К-края ХРИ, кэВ	До корректировки, кэВ	После корректировки, кэВ
Mo, 10	20,002	8	5,5
Mo, 100	20,002	15	8
Mo, 500	20,002	16	8,5
W, 10	69,524	22,5	16,5
W, 100	69,524	39	22,7
W, 500	69,524	45	26
Bi, 10	90,527	29	20
Bi, 100	90,527	38	24,5
Bi, 500	90,527	57	33

На рис. 3 показан процесс моделирования первичных спектров излучения. Разориентированному случаю соответствует случай тормозного спектра, подчиняющегося зависимости $N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$. Ориентированному случаю в данном случае соответствует дополнительный низкоэнергетический пик излучения, характерный для плоскостного каналирования электронов с энергиями 10-100 МэВ. Пик задан в виде нормального распределения с математическим ожиданием $M = 60$ кэВ и стандартным отклонением $\sigma = 10$ кэВ.

Кванты первичного излучения направлялись на различные вторичные мишени, возбуждая в них ХРИ. Для моделирования использовались фольги с различной толщиной, элементы применялись в диапазоне от Fe до U, всего 40 элементов-мишеней (использована база данных GEANT 4.9.2). Для каждого элемента проводилось моделирование двух спектров (ориентированного и неориентированного), определялось количество возбуждаемых квантов ХРИ и вычислялась величина $X_{ХРИ}(E)$. Каждое вычисленное значение $X_{ХРИ}(E)$ помещалось на итоговый график с абсциссой, равной энергии К-края используемого элемента: от Fe (7,06 кэВ), Ni (8,25 кэВ) до Bi (90,5 кэВ), U (115,6 кэВ).

На рис. 4 представлены зависимости величин $X_{РЕНТ}(E)$ и $X_{ХРИ}(E)$ для первичного спектра излучения и выхода квантов ХРИ, соответственно. Величина $X_{РЕНТ}(E)$ для первичного излучения представляет собой пик нормального распределения с максимумом 60 кэВ, края пика приближаются к единице за пределами трех стандартных отклонений.

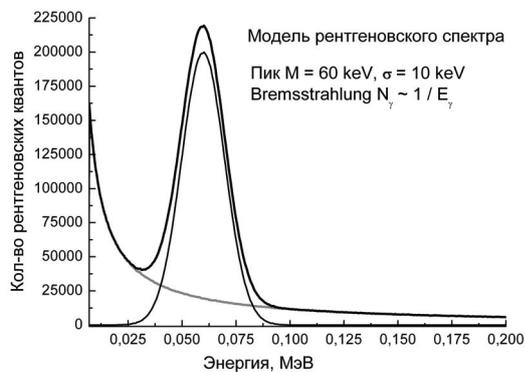


Рис. 3. Спектр первичного излучения в виде суммы нормального распределения и спектра вида $N_\gamma \sim 1/E_\gamma$

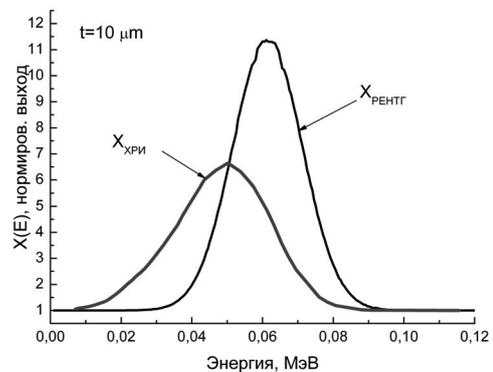


Рис. 4. Зависимости величин $X_{РЕНТ}(E)$ и $X_{ХРИ}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ.

Зависимость величины $X_{ХРИ}(E)$ показала несколько серьезных различий от вида $X_{РЕНТ}(E)$. Прежде всего, имеется сдвиг максимума распределения в область более низких энергий, заметное уменьшение пика по величине и его уширение. Указанные особенности объясняются характером поведения сечения фотоэффекта от энергии налетающих квантов (рис. 1, 2). Вклад в выход соответствующей К-линии ХРИ дают все гамма кванты первичного излучения, энергия которых выше энергии К-края. В данном случае, учитывая нормальный вид смоделированного спектра, максимальное усиление в выходе ХРИ получают элементы с энергией возбуждения несколько ниже M (положения пика первичного излучения). Для элементов с высокими энергиями К-края пик становится практически невидимым. В области «трех сигм» первичного излучения (30 и 90 кэВ) имеется сильные отличия величин $X_{ХРИ}(90\text{кэВ})=1$, $X_{ХРИ}(30\text{кэВ})=3$. Кроме того, возникает некоторая асимметрия пика $X_{ХРИ}(E)$. Низкоэнергетическая часть уширяется, возникает затянутый хвост в область низких энергий.

Моделировался также первичный спектр в виде суммы нормального распределения с $M = 30$ кэВ и стандартным отклонением $\sigma = 5$ кэВ и спектра вида $N_\gamma(E_\gamma) \sim 1/E_\gamma$. На рис. 5 представлены зависимости величин

$X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и для интегральных выходов К-линии ХРИ, возбуждаемого в наборах мишеней трех различных толщин (1, 10 и 100 мкм) в приближении std. Отмеченные выше особенности (сдвиг вправо, проседание пика, асимметрия) сохраняются и в этих случаях. Но если величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для вторичных мишеней толщиной 1 и 10 мкм совпадают в пределах расчетной ошибки, то для 100 мкм мишеней наблюдаются заметные отличия. Асимметрия выражена сильнее, увеличилось проседание пика.

Аналогичный процесс моделирования спектров и вычисления величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ проведен в рамках приближения LE, которое описывает генерацию ХРИ корректнее. Общий вид зависимостей величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ сохраняется, сохранилось проседание пика и сдвиг максимумов, асимметрия распределения, но различия зависимостей X для конверторов толщиной 10, 200 мкм и даже 1 мм менее выражены (рис. 6). Таким образом, данные расчетов позволяют сделать вывод о возможности использования в реальных экспериментах более толстых фольг без внесения дополнительного сильного искажения в зависимость $X_{\text{ХРИ}}(E)$.

Моделировался более сложный первичный спектр в виде суммы пяти нормальных распределений с $M = 22, 37, 50, 70, 90$ кэВ и стандартным отклонением $\sigma = 3$ кэВ и распределения вида $N_{\gamma}(E_{\gamma}) \sim 1/E_{\gamma}$ ($E_{\gamma} = 4 \dots 150$ кэВ).

На рис. 7 представлены зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и для интегральных выходов К-линии ХРИ ($D = 10^{\circ}$, LE), возбуждаемого в наборах мишеней толщиной 10 мкм. Отмеченные выше особенности (сдвиг максимума вправо, проседание пика, асимметрия) сохраняются. В случае сложной структуры первичного спектра пики ХРИ перекрываются, величина $X_{\text{ХРИ}}(E)$ заметно падает с ростом энергии, что связано с постепенным уширением энергетического интервала, дающего вклад в ХРИ для тяжелых элементов.

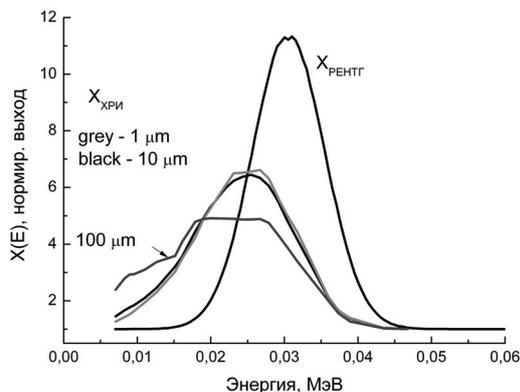


Рис. 5. Зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ. Толщина вторичных мишеней $t=1, 10, 100$ мкм. Приближение std

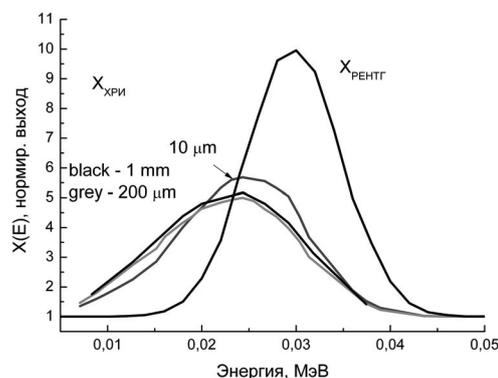


Рис. 6. Зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ. Толщина вторичных мишеней $t=10, 200$ мкм и 1 мм. Приближение LE

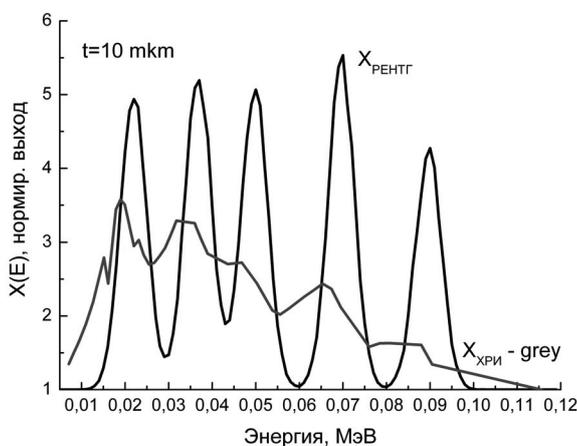


Рис. 7. Зависимость величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ. Толщина вторичных мишеней 10 мкм. Приближение LE

Зависимости величин $X_{\text{РЕНТГ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного экспериментального спектра и расчетного выхода ХРИ представлены для двух случаев на рис. 8,9. Первоначально моделируется осевой и

разориентированный спектры излучения по данным работы [5]. Кванты, распределенные по методу Монте-Карло в пределах соответствующих кривых, направляются на вторичные мишени толщиной $t=25$ мкм и возбуждают в них ХРИ. Определяются интегральные выходы К-линий и вычисляется значение $X_{\text{ХРИ}}(E)$. Как можно видеть, величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ находятся в удовлетворительном согласии со значениями $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ для первичного излучения в той области, где теоретически возможно измерять ХРИ (диапазон 7-115 кэВ).

Таким образом, восстановление низкоэнергетической части спектра рентгеновского излучения (7-115 кэВ) возможно и может решаться корректно в случае, когда спектр первичного излучения (величина $X_{\text{РЕНТ}}(E)$) имеет монотонный вид без сложной структуры. В этом случае, для нахождения $X_{\text{ХРИ}}(E)$ достаточно ограничиться несколькими элементами для вторичных мишеней и не требуется делать их слишком тонкими (достаточно толщин фольг ~ 100 мкм).

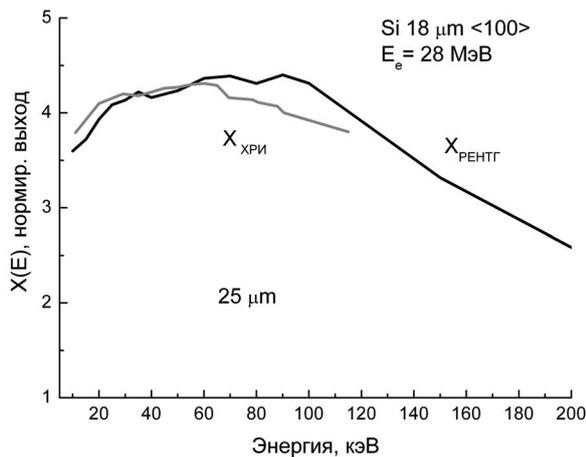


Рис. 8. Зависимости величин $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ ($t=25$ мкм)

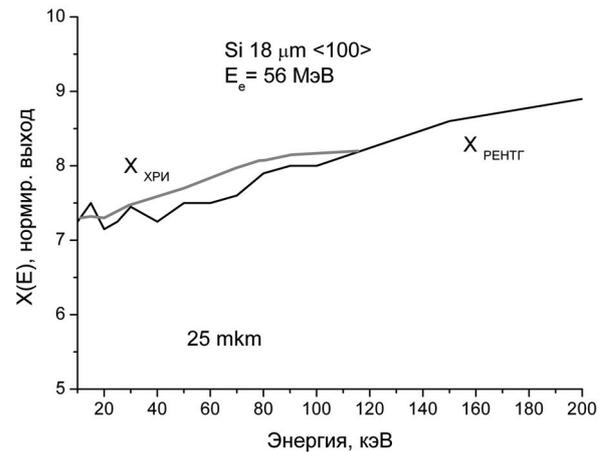


Рис. 9. Зависимости величин $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ для первичного спектра излучения и ХРИ ($t=25$ мкм)

ВЫВОДЫ

Изучаются особенности применения методики измерения выхода характеристического рентгеновского излучения (ХРИ) из набора вторичных мишеней для восстановления спектральных характеристик первичного тормозного излучения. В рамках программного кода GEANT 4.9.2 (LE, std) рассчитываются энергетические зависимости выходов ХРИ, возбуждаемого различными модельными спектрами первичного излучения во вторичных мишенях. Набор вторичных мишеней в расчетах составлял 40 элементов из базы материалов GEANT 4.

Показано удобство использования К-линий ХРИ. Преимущества тонких вторичных конверторов сводятся к уменьшению энергетического диапазона, который дает вклад в выход ХРИ. Увеличение толщины конвертора, начиная со 100 мкм, не оказывает существенного влияния на выход ХРИ. Вторичное излучение (ХРИ) регистрируется детектором в диапазоне углов 90° - 180° . Большие углы регистрации ХРИ целесообразнее в экспериментах по измерению тормозного излучения электронов для уменьшения влияния фоновых излучений.

Величины $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ и $X_{\text{ХРИ}}(E)$ рассчитываются как отношения числа зарегистрированных квантов (интенсивного излучения электронов с энергией E в рентгеновском диапазоне энергий и выхода ХРИ из вторичной мишени с энергией К-края равной E) в ориентированном случае, к аналогичным величинам в разориентированном случае (отношение ось/random).

Восстановление низкоэнергетической (7-115 кэВ) части спектра рентгеновского излучения возможно и может решаться корректно в случае, когда спектр первичного излучения (величина $X_{\text{РЕНТ}}(E)$) имеет монотонный вид без сложной структуры. В этом случае для нахождения $X_{\text{ХРИ}}(E)$ достаточно ограничиться несколькими элементами для вторичных мишеней и не требуется делать их слишком тонкими (достаточно толщин фольг ~ 100 мкм).

Методика измерения ХРИ удобна для контроля долговременной стабильности спектра тормозного излучения (в ориентированном случае можно осуществлять периодическим измерением количества квантов ХРИ). Возможно также осуществлять предварительную ориентацию кристалла поиском максимума излучения ХРИ из вторичной мишени.

При восстановлении тонкой структуры первичных спектров излучения методом измерения ХРИ возникают трудности в численных оценках. Зависимость величины $X_{\text{ХРИ}}(E)$ по сравнению с первичным распределением $X_{\text{РЕНТ}}(E)$ в этом случае дает сдвиг максимума распределения ХРИ в область более низких энергий, уменьшение нормированной величины выхода и уширение пика распределения, а также асимметрию распределения. Требуется дополнительная математическая обработка спектров. Также возникают технологические сложности с набором тонких мишеней с различными атомными зарядами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. U. Timm Coherent Bremstrahlung of Electrons in Crystals // Fortschritte der Physik. – 1969. – Vol.17, issue 12. – P. 765 – 808.
2. G.K. Gary, R.H. Pantell, M. Ozcan Optimization of the Channeling Radiation Source Crystal to Produce intense quasimonochromatic X-Rays // J. Appl. Phys. – 1991. – Vol. 70(6). – P.2995-3002.
3. W. Wagner, B. Azaderan, A. Panteleeva et al. X-rays at the ELBE Radiation Source // Book of Abstracts Intern. Conference on Charged and Neutral Channeling Phenomena (Channeling-2004), Frascati-Rome, 2-6 November 2004. –P.66.
4. D. Alesini, S. Bertolucci, M.E. Biagini et al. SPARC/X Projects // Book of Abstracts Intern. Conference on Charged and Neutral Channeling Phenomena (Channeling-2004), Frascati-Rome, 2-6 November 2004. – P.74.
5. R.L. Swent, R.N. Pantell, M.J. Alguar et al. Observation of the Channeling Radiation from Relativistic Electrons // Phys. Rev. Let. –1979. – Vol.43. –P.1723-1726.
6. R.K. Klein, J.O. Kephart, R.H. Pantell et al. Electron Channeling Radiation from Diamond // Phys. Rev. B. –1985. – Vol.31. – P.68-92.
7. M. Gouanere, D. Sillou, M. Spighel et al. Planar Channeling Radiation from 54-110-MeV Electrons in Diamond and Silicon // Phys. Rev. B. –1988. –Vol.38. –P.4352-4371.
8. B. Azaderan, W. Wagner, J. Pawelke Dependence of the Linewidth of planar Electron Channeling Radiation on the Thickness of the Diamond Crystal // Phys. Rev. B. –2006. –Vol.74. –P.045209.
9. J.O. Kephart, R.H. Pantell, B.L. Bermann et al. Measurement of the occupation lengths of channeled 17-MeV electrons and 54-MeV electrons and positrons in silicon by means of channeling radiation // Phys. Rev. B – 1989 – Vol. 40, № 7. – P. 4249-4263.
10. A.M. Azartsov, G.L. Bochek, G.P. Vasil'ev i dr. O vozmozhnosti issledovaniya spektral'nykh kharakteristik intensivnogo rentgenovskogo izlucheniya elektronov srednikh energiy v kristallakh // Visnik KhNU, seriya fizichna «Yadra, chastinki, polya». - 2009. - № 868, vip. 3 /43/. – S. 86-95.
11. W. Wagner, B. Azaderan, M. Sobiella et al. An intense channeling radiation source // Nucl. Instr. Meth. B. 2008. - Vol.266. -P. 327-334.
12. R.A. Carrigan, Jr., J.P.F. Sellschop Electron channeling radiation at very high electron bunch charges // Physical Review A. – 2003. - Vol. 68. - P. 062901.
13. G.L. Bochek, A.S. Deev, N.I. Maslov Vosstanovlenie nizkoenergeticheskoy chasti tormoznogo izlucheniya elektronov po otnositel'nym vykhodam KhRI iz vtorychnykh misheney v GEANT-4 // Tezisy dokladov IX konferentsii po fizike vysokikh energiy, yadernoy fizike i uskoritelyam, Khar'kov, 2011, NNTs KhFTI, IFVEYaF. - S.107.
14. G.L. Bochek, O.S. Deiev, N.I. Maslov, V.K. Voloshyn X-ray lines relative intensity depending on detector efficiency, foils and cases thickness for primary and scattered spectra // Problems of atomic science and technology, Series: Nuclear Physic Investigations (55). - 2011, № 3. - P.42-49.

УДК 539.172.8

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ, УГЛОВЫХ И МАССОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ В ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРОДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

В.И. Касилов

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ

ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина,

e-mail: kasilovvi@kipt.kharkov.ua

Received 1 February 2012, accepted 20 February 2012

Предложена методика определения сечений электроделения тяжелых ядер в области энергий гигантского резонанса путем измерений отношения выхода фотоделения к сечению электроделения. Осколки деления регистрируются с помощью покровных стекол и майларовых пленок, нечувствительными к сопровождающему заряженному фону. Предложены также метод очистки электронного пучка от гамма-фона и метод измерения угловых и массовых распределений осколков деления.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: пучок электронов, деление ядер, камера деления, электро- и фотоделение ядер, отклоняющий магнит магнит, детектор осколков деления.

MEASUREMENT METHODIC OF THE CROSS-SECTIONS, ANGULAR AND MASS DISTRIBUTIONS OF THE DEBRIS AT ELECTROFISSION OF HEAVY NUCLEI IN THE REGION OF GIANT RESONANCE

V.I. Kasilov

Institute of High Energy and Nuclear Physics, National Science Centre of Physics and Technology

Akademicheskaya str.1, Kharkov, Ukraine, 61108

A methodic is proposed to obtain cross-sections of electrofission of heavy nuclei in the energy region of giant resonance using the experimental measurements of the ratio of the photofission yield to the electrofission cross-section. Fission fragments are registered using glass cover and mailar films which are insensitive to charged background accompanying the fragments. A method has been proposed for cleaning the electron beam from gamma-background as well as the method of angular and mass distribution measurement of fission fragments.

KEYWORDS: electron beam, nuclear fission, fission chamber, electro-and photofission of nuclei, the deflecting magnet, the detector of fission fragments.

МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ ПЕРЕРІЗІВ, КУТОВИХ ТА МАСОВИХ РОЗПОДІЛІВ УЛАМКІВ У ПРОЦЕСІ ЕЛЕКТРОПОДІЛУ ВАЖКИХ ЯДЕР В ОБЛАСТІ ЕНЕРГІЙ ГІГАНТСЬКОГО РЕЗОНАНСУ

В.І. Касілов

ІФВЭЯФ ННЦ ХФТИ

вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна

Запропоновано методику визначення перерізів електроподілу важких ядер в області енергій гігантського резонансу шляхом вимірювання відношення виходів фотоподілу до перерізів електроподілу. Уламки поділу реєструвались за допомогою покривного скла і майларових плівок, нечутливих до супроводжуючого уламки зарядженого фону. Запропоновано також метод очищення електронного пучка від гамма-фону та методи вимірів кутових і масових розподілів уламків поділу.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: пучок електронів, поділ ядер, камера поділу, електро-і фотоподіл ядер, відхиляючий магніт, детектор уламків поділу.

Реакции электро-и фотоделения изучаются как с целью установления их механизма, так и для выяснения особенностей взаимодействия электронов (позитронов) и фотонов с ядрами. Электроны взаимодействуют с ядрами путем обмена виртуальными фотонами, поэтому электро- и фотоядерные процессы подчиняются очень близким закономерностям. Эти закономерности являются общими для большинства фотоядерных реакций и определяются, механизмом поглощения фотонов ядром.

Общая картина взаимодействия фотонов с ядрами наиболее детально изучена в области возбуждения гигантского электрического дипольного резонанса. Этому резонансу соответствует максимум в энергетической зависимости сечения поглощения фотонов, длина волны которых сравнима с размерами ядра и взаимодействие происходит с ядром как с целым. При таком поглощении все ядро принимает участие в дипольном колебании, которое состоит в движении протонов в направлении, противоположном движению нейтронов с фиксированной резонансной частотой.

Таким образом, в области энергий возбуждения гигантского дипольного резонанса в тяжелых ядрах процесс фотоделения конкурирует с другими способами распада возбужденного ядра (главным образом с испусканием нейтронов) и описывается моделью составного ядра, то есть сечение деления равно произведению сечения поглощения и относительной вероятности деления. Что же касается взаимодействия электронов (позитронов) с ядром, то к настоящему времени в этой области энергий имеется несколько работ, выполненных экспе-

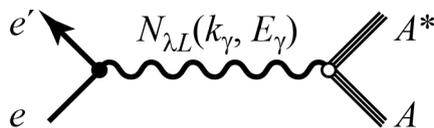
риментально. В области энергий гигантского дипольного резонанса детальные исследования сечения электроделения проводились в работах Аррудо Нето [1,2,] а позднее и в работе Строихера с соавторами [3]. Результаты этих экспериментов находятся в некотором противоречии с точки зрения определения вклада E2-резонанса в фото- и электроделение ядер ^{238}U . Имеются также экспериментальные данные о делении ядер электронами в интервале от 35 до 260 МэВ, полученные Ранюком Ю. Н. и Сорокиным П.В. [4] и данные о сечениях электроделения в области энергий от 20 до 120 МэВ, полученные Шоттером и др. [5,6]. Однако, вопрос о точности измерений абсолютных значений сечений электроделения остается и требуются новые эксперименты для изучения вклада E2- возбуждения в процесс электроделения. Поэтому исследование процессов электроделения в области «гигантского» резонанса на сегодня остается актуальным.

Целью настоящей работы является разработка экспериментальной методики для исследования фото- и электроделения тяжелых ядер в диапазоне энергий гигантского резонанса путем измерения отношения выходов фотоделения к сечению электроделения, методики измерения угловых и массовых распределений осколков деления на линейном ускорителе электронов при отсутствии на нем параллельного переноса пучка электронов.

ОСОБЕННОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ФОТО- И ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Основная сложность изучения фото- и электроядерных реакций заключается в том, что спектр тормозных и виртуальных фотонов является непрерывным, поэтому в измеряемый экспериментально выход реакций вносят вклад процессы, происходящие во всем диапазоне энергий – от порога до верхней границы спектра $[(E_e - m_e)$, где E_e и m_e – полная энергия и масса покоя электрона].

Согласно методу виртуальных фотонов [6], взаимодействие электронов с ядром можно представить в виде простой диаграммы:



Гамильтониан взаимодействия кроме чисто электромагнитной вершины $[\hat{A}_\gamma(k_\gamma, E_\gamma)$ – меллеровский потенциал для рассеиваемого электрона] включает в себя матричный элемент оператора тока $J_\gamma(k_\gamma, E_\gamma)$ для системы $A \rightarrow A^*$ в виде:

$$H(k_\gamma, E_\gamma) = \sum_{\gamma} \hat{A}_\gamma(k_\gamma, E_\gamma) J_\gamma(k_\gamma, E_\gamma), \quad (1)$$

где k_γ – переданный импульс, E_γ – переданная энергия.

Сечение электроделения σ_{ef} и выход фотоделения на эквивалентный γ -квант σ_{Qf} связаны с сечением фотоделения $\sigma_{\gamma f}$ следующими соотношениями:

$$\sigma_{ef}(E_e) = \sum_{\lambda L} \int_0^{E_e - m_e} N_{\lambda L}(E_e, E_\gamma) \sigma_{\gamma f}(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma; \quad (2)$$

$$\sigma_{Qf}(E_e) = \sum_{\lambda L} \int_1^{E_e - m_e} N(E_e, E_\gamma) \sigma_{\gamma f}(E_\gamma) dE_\gamma / E_\gamma; \quad (3)$$

Здесь $N_{\lambda L}(E_e, E_\gamma)$ – спектр виртуальных фотонов, зависящий в общем случае от мультипольности взаимодействия L , а также от массы ядра и радиуса; λ – электрический или магнитный переход. Сечение представлено в виде разложения по мультиполям:

$$\sigma_{\gamma f}(E_\gamma) = \sum_{\lambda L} \sigma_{\lambda L}(E_\gamma). \quad (4)$$

Виртуальные фотоны имеют как поперечную, так и продольную поляризацию, поэтому суммирование в (2) для электрических мультиполей начинается с нуля, а не с единицы, как в (3) для фотонов.

Следует отметить, что при использовании тормозного γ -излучения спектр $N(E_e, E_\gamma)$ может быть измерен экспериментально. Этот спектр определяется условиями формирования фотонного пучка и не зависит от исследуемого ядра. Спектр же виртуальных фотонов определяется свойствами ядра-мишени и характером исследуемой реакции. Поэтому анализ результатов по электроделению, более информативных, чем данные по фотоделению, оказывается значительно более сложным.

С методической точки зрения использование электронов (виртуальные фотоны) имеет ряд определенных преимуществ по сравнению с реальными тормозными фотонами. При работе с пучком фотонов коллиматорами вырезается только часть тормозного излучения, образующегося в радиаторе. Вследствие зависимости сечения многократного рассеяния электронов от энергии, интенсивность и спектральный состав тормозного пучка, падающего на исследуемую мишень, могут существенно меняться с изменением энергии электронов и зависеть от качества проводки пучка в ускорителе. Облучение мишени непосредственно электронами позволяет иметь постоянный практически не зависящий от энергии электронов поток виртуальных фотонов. При использовании пучка электронов проще решаются вопросы фокусировки и мониторинга пучка.

Вместе с тем следует отметить, что сечение реакций под действием электронов примерно на два порядка ниже, чем сечение реакций под действием фотонов, поэтому к электронному пучку предъявляются более высокие требования в отношении различных фонов, главным образом γ -квантов и нейтронов. Формирование электронного пучка должно производиться таким образом, чтобы было сведено к минимуму сопутствующее γ -излучение, возникающее на коллиматорах, стенках камер и т. п. Для этого используется параллельный перенос электронного пучка, камера деления непосредственно соединяется с вакуумным электропроводом ускорителя. Кроме того, рассеяние электронов на мишени приводит к значительным радиационным фонам, затрудняющим работу детектирующей аппаратуры.

В настоящей работе эксперимент проводится при отсутствии параллельного переноса пучка, на отклоненном пучке электронов на угол 35° относительно оси ускорителя, и выведенном через разделительную титановую фольгу толщиной 50 мкм в атмосферу. Естественно в таком случае выведенный электронный пучок с регулируемой энергией от 5 до 30 МэВ будет сопровождаться тормозными γ -квантами, образующимися на выходной фольге.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ К СЕЧЕНИЮ ЭЛЕКТРОДЕЛЕНИЯ

Пучок электронов, регулируемый по энергии в интервале от 5 до 30 МэВ, и имеющий энергетический разброс $1 \div 3\%$, выводится через титановую фольгу толщиной 50 мкм в атмосферу. При этом выведенный пучок электронов будет сопровождаться тормозным излучением γ -квантов, образующихся в фольге. Интенсивность этого излучения будет составлять $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ эквивалентных γ -квантов на один падающий электрон. Для очистки пучка электронов от сопровождающего его фона тормозного γ -излучения нами был установлен отклоняющий магнит (рис. 1).

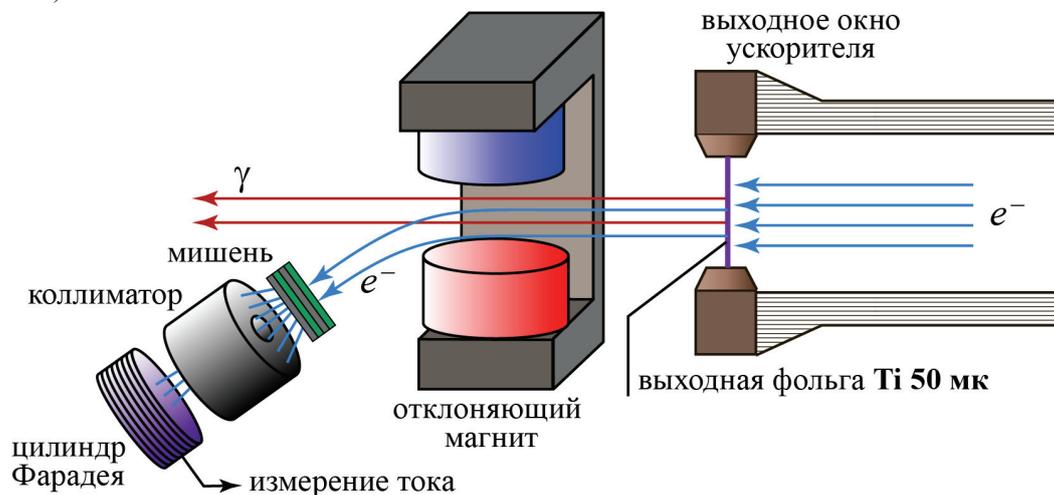


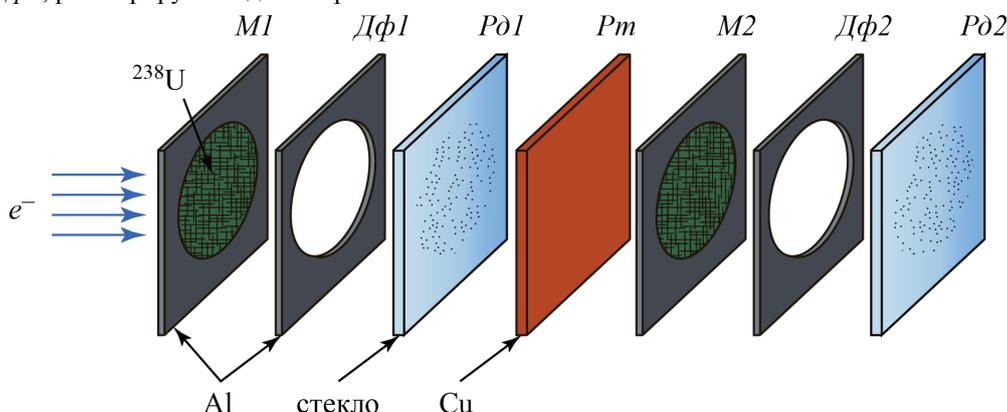
Рис. 1. Очистка электронного пучка от сопутствующего γ -фона.

На очищенном электронном пучке устанавливается стопка, из двух урановых мишеней одинаковой толщины, разделенных радиатором тормозного излучения, толщина которого составляет $\sim 0,007$ рад. длины.

Урановые мишени нанесены на алюминиевую подложку толщиной 50 мкм. Толщина нанесенного слоя ^{238}U составляет $3 \cdot 10^{18}$ яд./см². Осколки деления регистрируются с помощью стеклянных твердотельных детекторов, либо майларовых пленок, нечувствительных к сопровождающему осколки заряженному фону, состоящему из электронов, позитронов, протонов, альфа-частиц и т.д. За каждой мишенью устанавливаются диафрагмы одинакового размера, через которые осколки деления попадают на стеклянный детектор. Схема расположения мишеней, диафрагм, радиатора тормозного излучения и детекторов осколков деления показана на рис. 2. После них, устанавливается коллиматор с отверстием равным диаметру диафрагм. Прошедшие через коллиматор электроны регистрируются цилиндром Фарадея.

Пучок электронов попадает на первую мишень $^{238}\text{U MI}$, где происходит процесс электроделения. Образовавшиеся осколки деления через диафрагму $D\phi 1$ попадают на регистрирующий детектор $P\partial 1$. Далее пучок

электронов попадает на радиатор тормозного излучения Pm , где образуется поток γ -квантов, который вместе с прошедшим пучком электронов попадает на вторую урановую мишень $M2$, где происходит процесс деления ядер как электронами, так и γ -квантами. Образовавшиеся осколки деления во второй мишени, пройдя через диафрагму $Дф2$, регистрируются детектором $P\delta2$.



$M1, M2$ – урановые мишени;
 $Дф1, Дф2$ – диафрагмы;
 Pm – радиатор тормозных фотонов;
 $P\delta1, P\delta2$ – твердотельные регистрирующие детекторы.

Рис. 2. Конструкция мишени

Следует отметить, что тормозное излучение возникает не только в радиаторе, но и в подложке урановой мишени, в самой урановой мишени и в стеклянном или майларовом детекторе. Поток γ -квантов, попадающий на вторую урановую мишень, представляет сумму потоков от всех перечисленных источников.

Таким образом, выход любой реакции, в том числе и деления ядер из мишени, бомбардируемой электронами, можно представить суммой вкладов фото- и электроядерной реакции [4]:

$$Y(E_e, \Delta t) = \sigma_e(E_e) + \sigma_Q(E_e)\Delta t, \quad (4)$$

где Δt – тормозной путь электрона, выраженный в радиационных длинах.

Обычно вклады фото- и электроядерной реакции разделяются при измерении выхода реакции в зависимости от толщины радиатора. В простейшем случае достаточно двух измерений – одно с радиатором, другое без него.

Тогда

$$\frac{\sigma_Q}{\sigma_e} = \frac{Y_1 - Y_2}{\Delta t Y_2}, \quad (5)$$

где Y_1 и Y_2 – выходы реакции с радиатором и без него соответственно. В соотношении (5) для простоты пренебрегают толщиной делящейся мишени, которая обычно бывает мала в экспериментах, так как пробег осколков не превышает 0,01% радиационной длины.

После облучения исследуемой мишени пучком γ -квантов или электронов твердотельные детекторы удаляются из стопки и протравливаются в плавиковой кислоте, если это были стекла, или в щелочи, если это были майларовые пленки, в результате чего проявляются треки осколков деления. После травления твердотельные детекторы просматриваются под микроскопом и определяется количество образовавшихся треков. Затем по формуле (5) определяется отношение σ_Q/σ_e .

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ УГЛОВЫХ И МАССОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Измерение угловых распределений осколков фото- и электроделения позволяет выделить мультипольную структуру процесса. Вблизи порога деления мультипольная структура определяется в основном (электрическим $E1$ и магнитным $M1$), и в значительно меньшей степени, квадрупольными ($E2$ и $M2$) переходами.

Измерение распределений масс и кинетических энергий осколков дает наиболее детальную информацию о механизме деления. В отношении фото- и электроделения это означает прежде всего возможность ответа на вопрос о соотношении $E1$ - и $E2$ -возбуждений в ядрах.

В настоящем эксперименте измерение угловых и массовых распределений осколков деления проводится по схеме, показанной на рис.3.

Пучок электронов, выведенный из ускорителя, попадает через коллиматор с отверстием диаметром 5 мм в

вакуумную камеру. За коллиматором располагался магнит, который отклоняет пучок электронов с оси коллиматора на определенный угол, позволяющий очистить электронный пучок от сопровождающего фона гамма-квантов, образовавшегося на фольге входного окна вакуумной камеры и апертуре коллиматора. На отклоненном пучке электронов устанавливается камера деления с расположенными в ней урановыми мишенями и детекторами осколков деления. Камера деления представляет собой цилиндр диаметром 120 мм, в центре которого располагаются мишени, а между ними медный радиатор тормозного излучения толщиной 0,007 рад. длины. Такая стопка из двух мишеней и радиатора между ними устанавливается так, чтобы она была ориентирована под углом 45 градусов к направлению падающего пучка электронов.

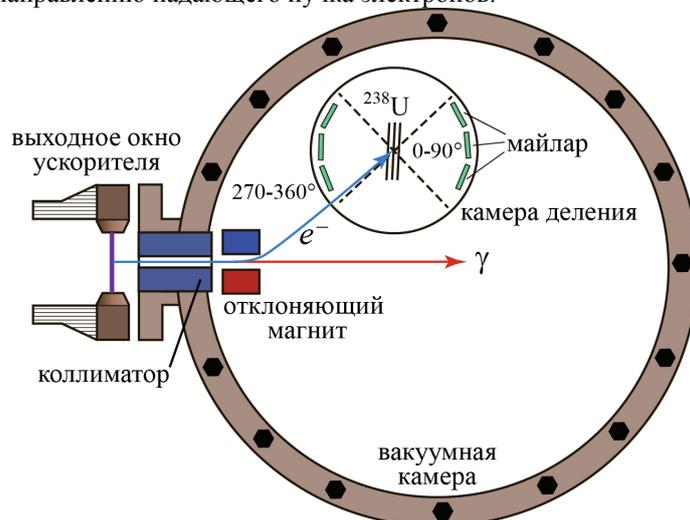


Рис. 3. Схема установки для измерения угловых и массовых распределений осколков деления ^{238}U .

Детекторы осколков деления располагаются под углами от 0 до 90 градусов и под углами от 270 до 360 градусов к направлению падающего пучка электронов по окружности камеры деления. В качестве детекторов осколков деления используется майларовая пленка, нечувствительная к заряженному фону, сопровождающему вылетающие из мишени осколки деления. Кроме того, майларовая пленка располагается таким образом, чтобы осколки деления внедрялись в нее под углом 20 градусов. При этих условиях после травления образовавшийся трек становится виден под микроскопом и можно измерить его длину и толщину.

Для того чтобы угол внедрения осколков в майларовую пленку имел небольшой разброс, между мишенью и майларовой пленкой устанавливалась металлическая сетка с размером ячейки равной 0,1 мм. Эта сетка выполняла роль коллиматора для осколков деления, что обеспечивало расходимость пучка осколков деления, падающего на майларовую пленку, равную 3 миллирадианам.

После облучения с заданной экспозицией, обеспечивающей необходимую статистику в числе образовавшихся треков от осколков деления в майларовой пленке (порядка 1 процента), пленка удаляется из камеры деления. После травления пленки в щелочи КОН она просматривается под микроскопом для определения количества треков, их длины и толщины (диаметра), что позволяет определить кинетическую энергию и массу осколка, образовавшего трек. После такой процедуры производится обработка экспериментальных данных, а затем строятся угловые и массовые распределения осколков деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана экспериментальная методика определения сечений электроделения путем измерения отношения выхода продуктов реакции фотоделения к сечению электроделения, измерения угловых и массовых распределений осколков деления. Эта методика отличается возможностью ее применения на линейных ускорителях электронов без параллельного переноса пучка электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arruda Neto J.D.T., Herdade S.B, Berman B.L. et.al. E2 giant resonance and an M1 component in the photofission of ^{238}U // Phys. Rev. C. – 1980. – Vol.22, № 5. - P.1996-2003.
2. Arruda Neto J.D.T., Berman B.L. Study of electrofission and hadron induced fission decay of the giant quadruple resonance of ^{238}U // Nucl. Phys. A. – 1980. – Vol.342, № 2. – P.483-489.
3. Aschenbach J., Haag R.et al. Electrofission of ^{238}U and ^{232}Th // Z.Phys. A. - 1979 - 292, № 3 - P.285-292.
4. Ранюк Ю.Н., Сорокин П.В. Деление ядер электронами в интервале от 35 до 260 МэВ // ЯФ. – 1967. – Т.5, №1. - С. 37-41.
5. Shotter A.C. The E1 and E2 strength in electrofission of some heavy elements // Nucl. Phys. A. – 1977. – Vol. 290, №1. - P. 55-57.
6. Stroehel H., Fisher R.D., Drezler J. et al. Absolute cross-sections for electron and positron induced fission of ^{238}U and test of DWBA virtual photon spectra // Nucl. Phys. A. - 1982. – Vol.378, №1. - P.237-242.

УДК 533. 915

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ГОРЕНИЯ И
КОНТРАКЦИИ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В CF₄****В.А. Лисовский^{1,2}, О.И. Пелюстка¹, В.А. Коваль^{1,2}**¹ Харьковський національний університет
61077, Харків, пл. Свободи 4, Україна² Научний фізико-технологічний центр МОН і НАН України
Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна
e-mail: lisovskiy@yahoo.com

Received 11 February 2012, accepted 23 February 2012

В этой работе экспериментально исследованы диффузный и контрагированный режимы тлеющего разряда постоянного тока в CF₄. Найдено, что при фиксированном давлении газа область существования контрагированного режима при узких зазорах между электродами имеет неоднозначный характер. Контрагированный шнур появляется в стратифицированном положительном столбе с ростом разрядного тока. Однако в узких зазорах между электродами дальнейшее повышение разрядного тока может привести к уменьшению длины положительного столба (с одновременным значительным расширением отрицательного свечения), и контракция исчезает. В случае длинных разрядных промежутков увеличение тока не приводит к исчезновению контракции.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: разряд постоянного тока, контракция, диффузная мода горения разряда, диссоциация, CF₄.**ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЖИМІВ ГОРІННЯ І КОНТРАКЦІЇ ТЛЮЧОГО РОЗРЯДУ В CF₄****В.О. Лісовський^{1,2}, О.І. Пелюстка¹, В.О. Коваль^{1,2}**¹ Харківський національний університет,
61077, Харків, пл. Свободи 4, Україна² Науковий фізико-технологічний центр МОН і НАН України
Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна

У цій роботі експериментально досліджено дифузний та контрагований режими тліючого розряду постійного струму в CF₄. Знайдено, що при фіксованому тиску газу область існування контрагованого режиму обмежена з боку вузьких зазорів між електродами, ця межа має неоднозначний характер. Контрагований шнур з'являється в стратифікованому позитивному стовпі зі зростанням розрядного струму. Однак у вузьких зазорах між електродами подальше підвищення розрядного струму призводить до зменшення довжини позитивного стовпа (з одночасним значним розширенням негативного світіння), і контракція зникає. У випадку довгих розрядних проміжків збільшення струму не призводить до зникнення контракції.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: розряд постійного струму, контракція, дифузна мода горіння розряду, дисоціація, CF₄.**EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF COMBUSTION MODES AND CONTRACTION
OF GLOW DISCHARGE IN CF₄****V.A. Lisovskiy^{1,2}, O.I. Pelustka¹, V.A. Koval^{1,2}**¹ Kharkov National University,
61077, Kharkov, Svobody sq. 4, Ukraine² Scientific Center of Physical Technologies
Kharkiv, 61022, Svoboda Sq., 6, Ukraine

This paper studies in experiment the diffuse and contracted modes of dc glow discharge in CF₄. The existence region for the contracted mode with pressure unchanged is found to be limited from the small inter-electrode gap side, this boundary being multi-valued. A contracted column establishes in a stratified positive column with current increasing and inter-electrode gap or gas pressure fixed. However with subsequent current increase the length of the positive column decreases (with simultaneous considerable expansion of the negative glow), and contraction vanishes. At longer inter-electrode gap the current increase does not lead to contraction vanishing.

KEY WORDS: DC glow discharge, contraction, diffuse mode of the discharge, dissociation, CF₄.

Тлеющий разряд в CF₄ применяется в различных плазменных технологических процессах и устройствах: в микроэлектронике при плазменном травлении полупроводниковых материалов [1-3], в детекторах заряженных частиц [4], в импульсных разрядниках высокой мощности [5,6], в качестве газового диэлектрика [7]. Для того чтобы корректно применять тлеющий разряд, необходимо знать условия его существования и количественные характеристики в различных газах, при различных давлениях газов и геометриях разрядных трубок, поэтому явление контракции исследовалось рядом научных групп. В большинстве имеющихся работ приведены результаты для высокочастотного разряда в CF₄, в то время как тлеющий разряд в этом газе изучен не достаточно подробно. В известной нам литературе практически нет данных о режимах горения этого разряда, условиях контракции положительного столба, а единственная имеющаяся кривая зажигания в CF₄ была измерена в узком диапазоне давлений газа.

В настоящее время имеется небольшое количество статей, описывающих протекание разрядного тока в постоянном электрическом поле в CF_4 . Наибольшее число их посвящено движению электронов и их столкновениям с молекулами CF_4 [7-11]. В частности, в работах [7, 9] представлен обзор результатов о взаимодействии электронов с молекулами CF_4 (сечения столкновений, коэффициенты ионизации и прилипания, дрейфовая скорость, средняя энергия электронов и коэффициент диффузии), опубликованных к моменту их выхода. Автор работы [10] методом Монте Карло рассчитал коэффициенты переноса электронов в CF_4 в диапазоне приведенного электрического поля $0,01 \leq E/N \leq 300$ Тд. При этом результаты его расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными других авторов. Процесс диссоциативной ионизации молекул CF_4 электронным ударом экспериментально исследован авторами работы [11]. Были измерены парциальные сечения ионизации для столкновений электронов с CF_4 , в результате которых появляются положительные ионы CF_3^+ , CF_2^+ , CF^+ , C^+ , F^+ .

Кинетика образования и гибели радикалов CF_2 в плазме тетрафторметана в разряде постоянного тока была экспериментально исследована авторами работы [12]. На оси положительного столба разряда были измерены величины электрических полей, а также абсолютные концентрации CF_2 в диапазоне давлений газа до 1 Торр. На основе экспериментальных данных получена зависимость константы скорости диссоциации молекул CF_4 электронным ударом по каналу с образованием радикалов CF_2 от величины приведенного электрического поля. Авторами работы [13] методом эмиссионной спектроскопии была получена зависимость плотности атомарного фтора от давления и скорости потока в CF_4 . Показано, что интенсивность излучения атомарного фтора возрастает с повышением давления и скорости напуска газа.

Развитие ионизационно-прилипательной неустойчивости в положительном столбе разряда постоянного тока в CF_4 было экспериментально исследовано в работе [14]. Определены диапазоны давления газа и разрядного тока, в которых в положительном столбе наблюдаются бегущие волны, а также стоячие страты. Обнаружены два типа бегущих волн: низкочастотные (0,5-20 кГц) и высокочастотные (примерно 2 МГц). Получено дисперсионное соотношение для низкочастотных волн. Ионизационно-прилипательная неустойчивость экспериментально наблюдалась авторами работы [15] в разрядах в CF_4 и кислороде. Показано, что эта неустойчивость появляется при специфических величинах тока и давления газа, и что при этом возникают синхронные колебания в килогерцовом диапазоне потенциала плазмы и интенсивности излучения атомарного фтора. Проведен теоретический анализ устойчивости разряда в электроотрицательных газах. Авторы доклада [16] экспериментально исследовали пробой газа и различные режимы горения разряда в CF_4 . Были измерены кривая зажигания, вольт-амперные характеристики, а также пространственные профили излучения разряда при различных давлениях газа. Также из кривой зажигания была определена зависимость коэффициента ион-электронной эмиссии от приведенного электрического поля. Однако в работах [14-16] не были исследованы условия горения разряда в диффузном и контрагированном режимах.

В работе [17] измеренные кривые зажигания были использованы для определения зависимости первого коэффициента Таунсенда для процесса ионизации от приведенного электрического поля. Эксперименты были проведены в диапазоне средних давлений CF_4 (10 ÷ 75 Торр). Пробойные напряжения в смесях CF_4 с другими газами при высоких давлениях (порядка нескольких атмосфер) были рассчитаны авторами работы [18] на основании экспериментальных кривых зажигания для чистых газов.

Контракция — стягивание плазмы в шнур при повышении давления и росте тока. С одной стороны, шнурование разряда приводит к срыву лазерной генерации, что ограничивает сверху вкладываемую в активную среду мощность. С другой стороны, отрыв разряда от стенок трубки в приборах спектрального анализа газовых смесей позволяет уменьшить поступление в плазму примесей. Контрагированный разряд используется также в инерционно-плазменных датчиках, позволяющих за счет смещения плазменного шнура вырабатывать электрический сигнал, пропорциональный ускорению.

Целью данной работы было измерить кривую зажигания и вольт-амперные характеристики (ВАХ) тлеющего разряда постоянного тока в CF_4 при различных давлениях газа в широком диапазоне расстояний между электродами для диффузного и контрагированного режимов.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для изучения зажигания и вольт-амперных характеристик тлеющего разряда постоянного тока использовалась разрядная камера, схема которой показана на рис.1. Кварцевая трубка имела внутренний диаметр 56 мм. Диаметры катода и анода были равны 55 мм. Эксперименты проводились с подвижным анодом, перемещение которого позволяло изменять межэлектродный зазор. Исследуемый диапазон расстояний между электродами был от 5 до 395 мм. CF_4 подавался в камеру с помощью системы напуска газа СНА-1. Для регистрации давления газа мы использовали вакуумный термоэлектрический датчик 13ВТЗ-003. Откачка газа производилась с помощью форвакуумного насоса, что обеспечивало предельный вакуум порядка 10^{-4} Торр. Эксперименты проводились при давлениях CF_4 $p = 0,1 - 10$ Торр в диапазоне постоянного напряжения $U_{dc} \leq 3000$ В. Источник постоянного тока подключался к катоду, а анод был заземлен. Величина разрядного тока регистрировалась цифровым амперметром, а напряжение на разряде — цифровым вольтметром. В

разрядную цепь подключалось внешнее сопротивление величиной 50 кОм, которое ограничивало ток и препятствовало возникновению катодных пятен.

Так как CF_4 - сильно электроотрицательный газ, то в областях разрядной трубки со слабым электрическим полем (например, за подвижным анодом) прилипание электронов к молекулам газа не позволяло поддерживать в них горящий разряд. Поэтому за подвижным анодом не зажигался разряд, который мог бы повлиять на характеристики плазмы между электродами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследование зажигания тлеющего разряда постоянного тока в CF_4

Для зажигания тлеющего разряда необходимо, чтобы скорость рождения заряженных частиц вследствие ионизации молекул газа электронным ударом и вторичной ион-электронной эмиссии из поверхности катода была равна скорости потерь на стенках трубки вследствие диффузии и дрейфового ухода на электроды. Этот баланс должен выполняться в разрядных камерах любой геометрии.

На рис. 2 показана кривая зажигания тлеющего разряда в CF_4 , полученная в настоящей работе. Из рисунка видно, что кривая зажигания имеет стандартную U-образную форму. Минимум этой кривой зажигания находится при давлении CF_4 0,29 Торр и напряжении 409 В. Данная кривая зажигания была измерена в широком диапазоне давлений газа (от 0,03 до 9 Торр, что соответствует величине произведения давления и расстояния между электродами $pd = 0,06 - 18$ Торр·см). В литературе имеется только одна кривая зажигания, полученная другими авторами для CF_4 [16]. Эта кривая зажигания также

представлена на рис.2. Она была измерена в более узком диапазоне $pd = 0,11 - 1,4$ Торр·см [16], а ее минимум смещен в область более высоких пробойных напряжений и давлений газа (485 В и 0,38 Торр, соответственно). Такое смещение вызвано тем, что авторы [16] использовали медный катод, в то время как в настоящей работе катод был изготовлен из нержавеющей стали. Ранее в работе [19] было показано, что кривые зажигания для катодов, сделанных из материалов с низким коэффициентом ион-электронной эмиссии γ (к которым относится медь), обычно проходят выше и правее на графике $U_{dc} = f(pd)$, чем кривые зажигания для катодов с более высоким коэффициентом γ . При этом минимумы кривых зажигания смещаются таким образом, что ионизационная способность электронов сохраняется максимальной. Определим величины приведенного электрического поля E/p из кривых зажигания, показанных на рис.2. В минимуме кривой зажигания, измеренной нами, $(E/p)_{\min} = (U_{dc}/pd)_{\min} = 1410$ В/(см·Торр), а для кривой зажигания, измеренной авторами работы [16], $(E/p)_{\min} = 1276$ В/(см·Торр). То есть, значения приведенного электрического поля, полученные нами и авторами [16], близки.

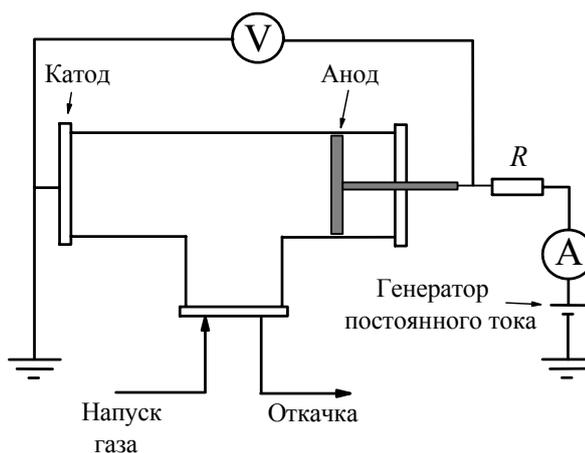


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

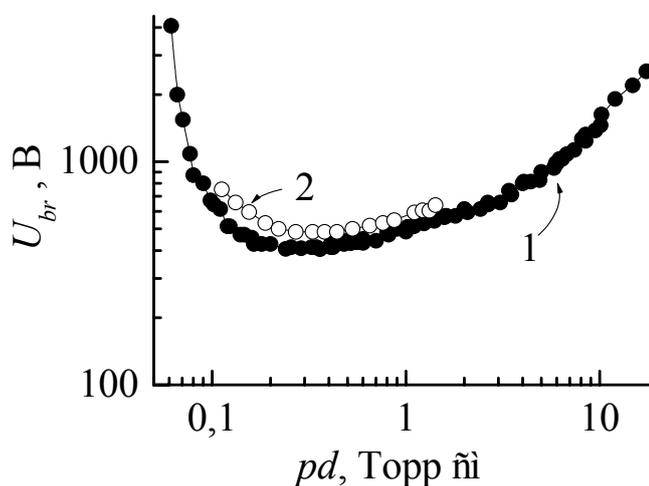


Рис.2. Кривые зажигания разряда постоянного тока в CF_4 :

1 – измерена в данной работе при зазоре 20 мм;

2 – измерена в работе [16] при зазоре 11 мм.

Исследование вольт-амперных характеристик в различных режимах горения тлеющего разряда в CF_4

Целью данного исследования было измерить вольт-амперные характеристики, а также сделать фотографии тлеющего разряда в CF_4 для различных режимов горения, ряда расстояний между электродами и давлений газа. На рис.3 показаны фотографии разряда в длинной трубке при давлении газа $p = 0,5$ Торр. На этих фотографиях катод находится слева, а анод располагается справа за пределами фотографий. При величине разрядного тока 1 мА разряд горит в диффузном режиме, положительный столб заполняет все поперечное сечение трубки и состоит из множества узких страт. Повышение разрядного тока до 2 мА привело к тому, что в положительном столбе начал образовываться более ярко светящийся плазменный шнур, т.е. началась контракция разряда. Однако при этой величине разрядного тока положительный столб пока заполняет все сечение трубки, и мы видим при этих условиях переходный режим, в котором одновременно существуют диффузный и контрагированный режимы. При более высоких разрядных токах (на рис.3 это соответствует фотографии для 20 мА) положительный столб уже не касается стенок трубки и горит в виде узкого контрагированного шнура. Диаметр этого шнура увеличивается с ростом разрядного тока. Диффузный режим соответствует аномальному режиму тлеющего разряда, т.к. разряд покрывает всю поверхность катода, а рост разрядного тока сопровождается повышением напряжения между электродами. Контрагированный режим аналогичен нормальному режиму тлеющего разряда, т.к. разрядное свечение заполняет только часть поверхности катода.

На рис.4 представлены вольт-амперные характеристики разряда в CF_4 в широком диапазоне давлений для пяти различных расстояний между электродами. Для зазора между электродами 10 мм разряд почти при всех представленных на рисунке давлениях газа горел в диффузном режиме, заполняя практически все сечение трубки. И только при давлениях, начиная с 1,5 Торр, повышение разрядного тока приводит к переходу из диффузного в контрагированный режим. Как было сказано выше, диффузный режим имеет растущую вольт-амперную характеристику. Вольт-амперная характеристика контрагированного режима обычно падающая (разрядный ток растет с одновременным понижением напряжения между электродами) либо имеет вид фактически вертикальной линии.

Увеличение расстояния между электродами до 50 мм привело к тому, что контрагированный режим начал наблюдаться при более низких давлениях газа, уже с 0,8 Торр. Если при узком зазоре между электродами переход из диффузного в контрагированный режим был непрерывным во всем исследованном диапазоне давлений газа, то теперь при давлении 3 Торр переход стал скачкообразным и даже с небольшим гистерезисом. Для расстояния между электродами 100 мм скачкообразный переход из диффузного в контрагированный режим виден уже на вольт-амперной характеристике для давления газа 2 Торр. Вольт-амперная характеристика для давления 3 Торр стала падающей даже в диффузном режиме, т.к. разрядное пятно занимает только часть поверхности катода и наблюдается нормальный режим горения. Обычно в нормальном режиме вольт-амперная характеристика разряда вертикальная либо падающая.

При расстоянии между электродами 200 мм контрагированный режим наблюдался уже с давлений газа, начиная с 0,5 Торр. Для давления 3 Торр вольт-амперная характеристика имеет только ветвь, соответствующую контрагированному режиму. При таком давлении разряд после зажигания сразу горит в виде контрагированного шнура. При понижении тока разряд не переходит в диффузный режим, а погасает.

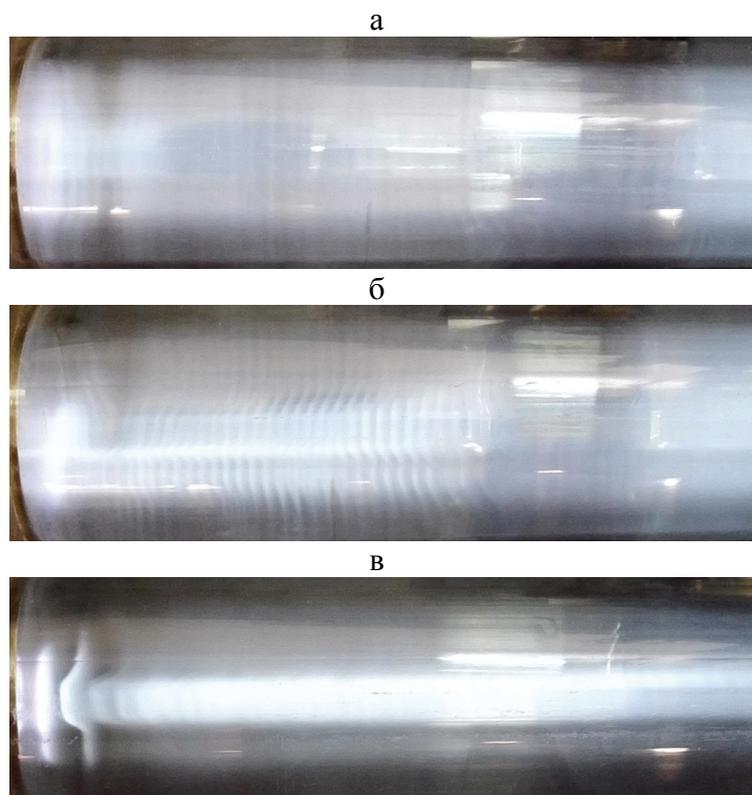


Рис.3. Фотографии разряда в диффузном и контрагированном режимах. CF_4 , $p = 0,5$ Торр, $I = 1$ мА (а), 2 мА (б) и 20 мА (в). Катод располагается слева, анод – справа за пределами фотографий.

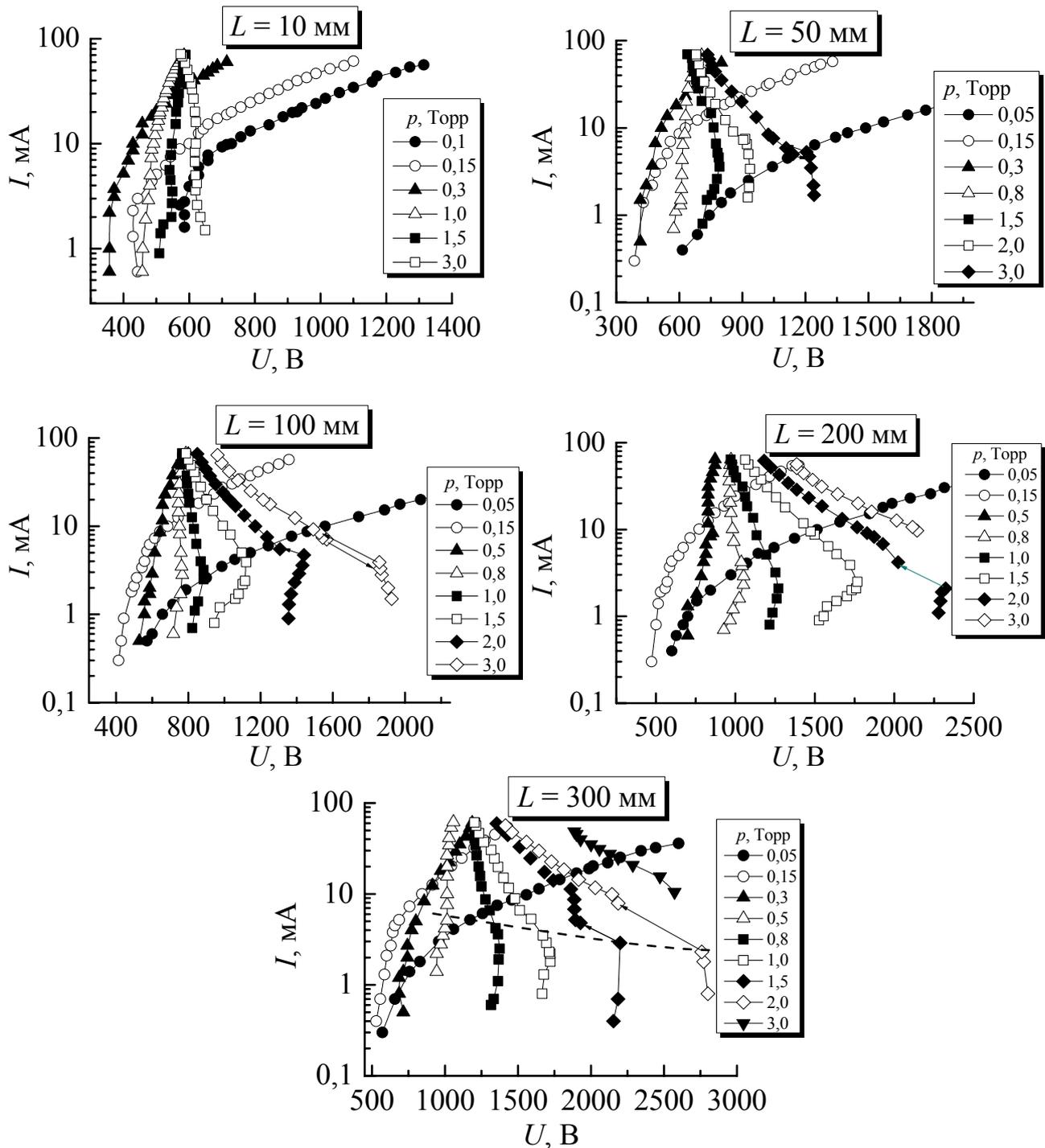


Рис.4. Вольт-амперные характеристики тлеющего разряда при различных давлениях CF_4 и зазорах между электродами $L = 10$ мм, 50 мм, 100 мм, 200 мм и 300 мм.

Подобное поведение вольт-амперных характеристик наблюдается и для расстояния между электродами 300 мм. Отметим, что даже в такой длинной трубке при низких давлениях газа (менее 0,4 Торр) разряд горит только в диффузном режиме. Это объясняется тем, что при таких условиях разряд не содержит положительного столба, а состоит из катодного слоя, отрицательного свечения и темного фарадеевского пространства, которое достигает анода. И лишь при более высоких давлениях появляется положительный столб, который заполняет значительную часть зазора между электродами. Наблюдения показывают, что контрагировать может лишь положительный столб, имеющий достаточно большую длину (не менее 1-1,5 см).

Тлеющий разряд в CF_4 переходит из диффузного в контрагированный режим, когда напряжение на электродах и разрядный ток достигают некоторых критических значений U_c и I_c . На рис.5 показаны зависимости критического напряжения и тока от расстояния между электродами для фиксированного давления

газа. Из рисунка видно, что переход в контрагированный режим в широком диапазоне зазоров между электродами происходит при практически неизменном разрядном токе (примерно 1,5-2 мА), в то время как уменьшение зазора сопровождается понижением критического напряжения перехода U_c . Контрагированный режим может наблюдаться при напряжениях и токах, превышающих критические. Однако дальнейшее сужение разрядного промежутка приводит к тому, что контрагированный режим перестает наблюдаться. При давлении CF_4 $p = 0,5$ Торр и зазоре менее 27,5 мм разряд горит только в диффузном режиме. При зазорах от 27,5-30 мм зависимости критических напряжения и тока от расстояния L имеют неоднозначный характер, т.е. появившийся контрагированный шнур с ростом напряжения и тока исчезает. Это значит, что при низких давлениях газа и небольших расстояниях между электродами возникшая контракция положительного столба может быть сорвана дальнейшим ростом разрядного тока. Причиной этого является то, что с ростом разрядного напряжения и тока наблюдается увеличение длины отрицательного свечения с одновременным уменьшением длины положительного столба. Как уже было сказано выше, контрагировать может только достаточно длинный положительный столб, состоящий не менее из 4-5 страт (в электроотрицательных газах, к которым относится и CF_4 , положительный столб обычно состоит из множества узких страт), при этом его длина должна быть не менее 10-15 мм. При достаточно больших токах положительный столб может вообще исчезнуть, при этом разряд состоит только из катодного слоя, отрицательного свечения и темного фарадеевского пространства, которое простирается до самого анода. Разряд без положительного столба не может контрагировать и горит только в диффузном режиме.

На рис.6 показаны фотографии разряда как раз в таком диапазоне зазоров между электродами и давлений газа, в котором появившуюся контракцию положительного столба можно сорвать повышением разрядного тока. На первой фотографии мы видим тлеющий разряд в диффузном режиме, положительный столб которого состоит из 3-х страт, а также вблизи анода наблюдается анодное свечение. Повышение разрядного тока сначала привело к тому, что в диффузном стратифицированном положительном столбе появился контрагированный шнур, при этом мы видим на фотографии переходный режим с одновременным существованием как диффузного, так и контрагированного режимов. Однако в этом случае стратифицированный положительный столб диффузного режима отрывается от стенок, перестает их касаться. При этом из фотографии видно, что в данном случае положительный столб состоит из 4-х страт (а не из 3-х, как было на предыдущей фотографии). По-видимому, в переходном режиме приведенное электрическое поле E/N вблизи стенок трубки становится меньше пороговой величины, когда частота ионизации превышает частоту прилипания электронов к молекулам газа. В таком слабом электрическом поле скорость потерь электронов из-за прилипания становится больше, чем скорость рождения вследствие ионизации, поэтому мы видим на фотографии темные области на периферии разряда.

При дальнейшем росте разрядного тока длина отрицательного свечения увеличивается, а положительный столб немного сужается (как видно из 3 фотографии на рис.6, теперь положительный столб снова состоит только из 3-х страт). Контрагированный шнур полностью исчезает, но страты положительного столба все еще остаются оторванными от стенок разрядной трубки.

Эффект расконтрагирования положительного столба с ростом разрядного тока описан, например, в работе [20]. Этот эффект наблюдается при столь высоких разрядных токах, что температура нейтрального газа в разрядном шнуре достигает нескольких тысяч градусов, при этом начинается термическая диссоциация молекулярных ионов. Скорость диссоциативной рекомбинации значительно больше скорости трехчастичной рекомбинации с участием атомарных ионов [21]. Расконтрагирование объясняется увеличением размера приосевой области, в которой температура газа столь велика, что относительная концентрация молекулярных ионов близка к нулю. В этой нагретой области рекомбинации электронов практически не происходит, что приводит к расширению плазменного столба.

В случае CF_4 срыв контракции происходит из-за того, что повышение разрядного тока приводит к расширению отрицательного свечения и одновременному сужению положительного столба. И когда длина

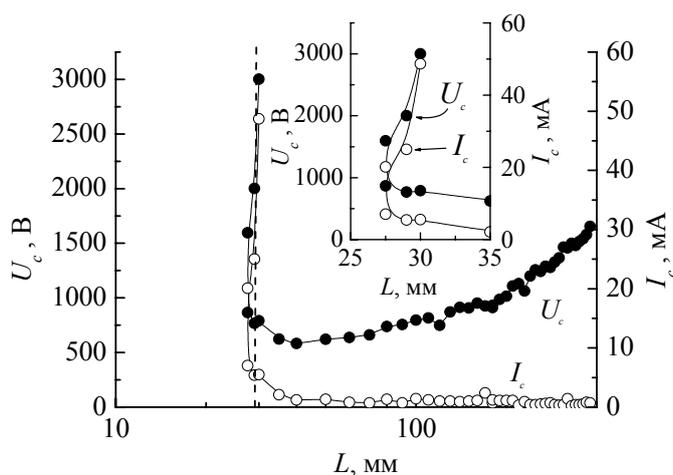


Рис.5. Зависимости критического напряжения U_c и тока I_c для перехода из диффузного в контрагированный режим от расстояния между электродами для давления CF_4 $p = 0,5$ Торр. Левая граница области существования контрагированного режима имеет неоднозначный характер.

положительного столба становится менее 10-15 мм, контрагированный шнур расплывается, разряд возвращается в диффузный режим.

Одним из основных механизмов нелинейного рождения заряженных частиц является ионизационно-перегретый [21], который наблюдается при высоких разрядных токах и температурах нейтрального газа в плазменном объеме. Однако в CF_4 контракция положительного столба происходит при малых разрядных токах, обычно 1,5-2 мА. Столь низкий разрядный ток не может заметно разогреть нейтральный газ. Поэтому нужно

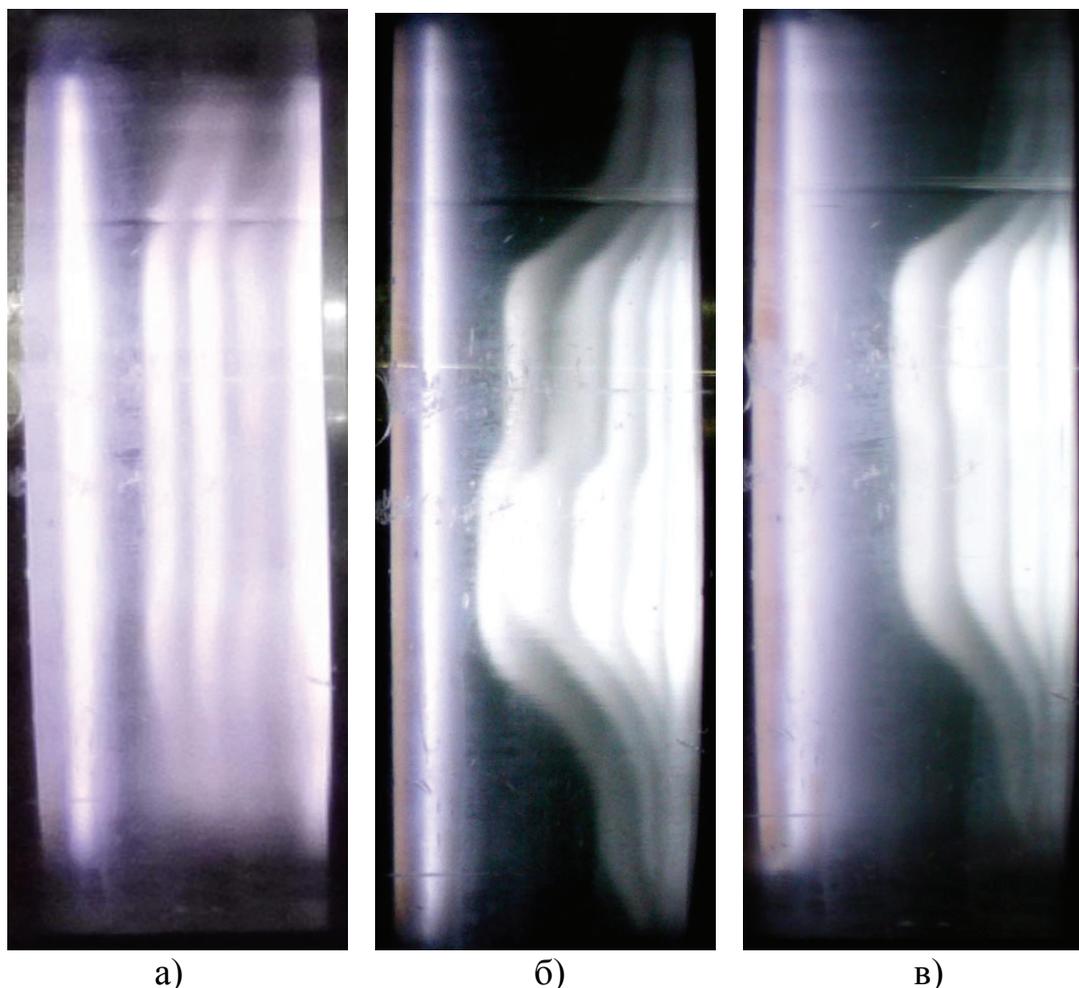


Рис.6. Фотографии разряда при давлении CF_4 $p = 1$ Торр, расстоянии между электродами 20 мм, величинах разрядного тока а) 1,7 мА, б) 26 мА, в) 63 мА.

выяснить, какой же именно механизм приводит к нелинейному росту концентрации электронов в положительном столбе и, как следствие, к его контракции.

В CF_4 , как и в ряде других технологических газов (SF_6 , NF_3 , SiH_4 [22, 23]), потенциал ионизации радикалов, образующихся при диссоциации, ниже, чем у первоначальных молекул [24]. Так, для прямой ионизации молекул CF_4 электронным ударом нужна пороговая энергия 15,69 эВ. Процесс диссоциации начинается с пороговой энергии электронов 12 эВ. Для ионизации радикалов CF_3 и CF_2 нужны электроны с энергией, примерно равной 10 эВ. С увеличением разрядного тока возрастают концентрация и число электронов с высокой энергией (хвоста функции распределения электронов по энергиям). При достижении током критического значения в разряде, по-видимому, начинается интенсивная диссоциация молекул CF_4 электронами. Образовавшиеся при этом радикалы фактически являются легкоионизируемой добавкой к основному газу, и их появление приводит к резкому росту разрядного тока. Наиболее высокие концентрации электронов имеют место вблизи оси разрядной трубки, поэтому именно здесь и начинается диссоциация молекул газа, в конечном итоге приводящая к контракции положительного столба тлеющего разряда. Основным механизмом потерь электронов является их прилипание к атомам фтора и радикалам CF_3 , образующимся в процессе диссоциации молекул CF_4 .

ВЫВОДЫ

В настоящей работе была измерена кривая зажигания тлеющего разряда в CF_4 . Исследования были выполнены в диапазоне произведения давления и расстояния между электродами $pd = 0,06 - 18$ Торр·см.

Экспериментально изучены диффузный и контрагированный режимы тлеющего разряда в CF_4 . Получено, что область существования контрагированного режима (при фиксированном давлении газа) при узких зазорах между электродами имеет неоднозначный характер. Показано, что при низких давлениях CF_4 и узких зазорах стратифицированный положительный столб контрагирует с ростом разрядного тока. Однако при дальнейшем росте разрядного тока уменьшается длина положительного столба, и контракция исчезает. В случае длинных разрядных промежутков и больших давлений газа увеличение тока не приводит к исчезновению контракции.

Предложен механизм, приводящий к нелинейному росту концентрации электронов в положительном столбе в CF_4 . Так как пороговые энергии ионизации радикалов CF_3 и CF_2 меньше потенциала ионизации первоначальных молекул CF_4 , то образовавшиеся радикалы являются легкоионизируемой добавкой к основному газу. Быстрая ионизация радикалов электронным ударом происходит в области максимальной плотности плазмы и приводит к контракции положительного столба тлеющего разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Aydil E.S. Plasma Etching, in Encyclopedia of Applied Physics. - VCH Publishers. – Vol.14. - 1996. - P. 171-197.
2. Shul R.J., Pearton S.J. Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques. – Berlin: Springer, 2000. – 654 p.
3. Winters H.F., Coburn J.W. Surface science aspects of etching reactions // Surface Science Reports. – 1992. - Vol. 65, № 4-6. - P. 161-270.
4. Christophorou L.G., McCorkle D.L., Maxey D.V., Carter J.G. Fast gas mixtures for gas-filled particle detectors // Nuclear instruments and methods. – 1979. - Vol.163. – P. 141-149.
5. Christophorou L.G., Hunter S.R., Carter J.G., Mathis R.A. Gases for possible use in diffuse-discharge switches // Appl. Phys. Lett. – 1982. – Vol.41, № 2. – P. 147-149.
6. Hunter S.R., Carter J.G., Christophorou L.G. Electron transport studies of gas mixtures for use in e-beam controlled diffuse discharge switches // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol.58, № 8. – P. 3001-3015.
7. Christophorou L.G., Olthoff J.K., Rao M.V.V.S. Electron interactions with CF_4 // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1996. – Vol.25, №5. – P. 1341-1388.
8. Hunter S.R., Carter J.G., Christophorou L.G. Electron motion in the gases CF_4 , C_2F_6 , C_3F_8 and $n\text{-C}_4\text{F}_{10}$ // Phys. Rev. A. – 1988. – Vol.38, № 1. – P. 58-69.
9. Christophorou L.G., Olthoff J.K. Electron interactions with plasma processing gasses: an update for CF_4 , CHF_3 , C_2F_6 , and C_3F_8 // J. Phys. Chem. Ref. Data. – 1999. – Vol.28, №4. – P. 967-982.
10. Vasenkov A.V. Monte Carlo simulation of electron transport in carbon tetrafluoride discharge plasma // J. Appl. Phys. – 2000. – Vol.88, № 2. – P. 626-634.
11. Torres I., Martinez R., Castano F. Electron-impact dissociative ionization of fluoromethanes CHF_3 and CF_4 // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 2002. – Vol.35, № 11. – P. 2423-2436.
12. Ivanov V.V., Klopovskiy K.S., Lopaev D.V., Proshina O.V., Rakhimov A.T., Rakhimova T.V., Slovetskiy D.I., Volynets V.N. Образование радикалов CF_2 при диссоциации молекул CF_4 электронным ударом в плазме газового разряда // Физика плазмы. – 1999. – Т.25, № 8. – С. 716-724.
13. Coburn J.W., Chen M. Dependence of F atom density on pressure and flow rate in CF_4 glow discharges as determined by emission spectroscopy // J. Vac. Sci. Technol. – 1981. – Vol.18, № 2. – P. 353-356.
14. Ishikawa I., Suganomata Sh., Matsumoto M. Attachment-enhanced instability in CF_4 positive columns // Jap. J. Appl. Phys. – 1987. – Vol.26, № 12. – P. 2140-2141.
15. Descoedres A., Sansonnens L., Hollenstein Ch. Attachment-induced ionization instability in electronegative capacitive RF discharges // Plasma Sources Sci. Technol. – 2003. – Vol.12, № 2. – P. 152-157.
16. Scoro N., Malovic G., Maric D., Petrovic Z.Lj. Low-pressure breakdown and voltage-current characteristics of dc discharge in CF_4 // Proc. 28th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, July 15-20, 2007, Prague. - P. 1997-2000.
17. Bozin S.E., Goodyear C.C. Growth of ionization currents in carbon tetrafluoride and hexafluoroethane // Brit. J. Appl. Phys. – 1968. – Vol.1. – P. 327-334.
18. Nema R.S., Kulkarni S.V., Husain E. On calculation of breakdown voltages of mixtures of electron attaching gases // IEEE Trans. Electrical Insulation. – 1982. – Vol.17, № 5. – P. 434-440.
19. Lisovskiy V.A., Yakovin S.D., Yegorenkov V.D. Low-pressure gas breakdown in uniform dc electric field // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2000. - Vol. 31, № 21. - P. 2722 - 2730.
20. Eletskiy A.V. Механизмы сзатиya тлейushchego разряда // Химия плазмы. - 1982. - Vyp. 9. – С. 151–178.
21. Rayzer Yu.P. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 592 с.
22. Lisovskiy V., Booth J.-P., Jolly J., Martins S., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. Modes of RF capacitive discharge in low-pressure sulfur hexafluoride // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. - Vol. 40, №22. - P. 6989–6999.
23. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. RF discharge dissociative mode in NF_3 and SiH_4 // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. - Vol.40, № 21. - P. 6631–6640.
24. Christophorou L.G., Olthoff J.K. Fundamental electron interactions with plasma processing gases.- New York: Kluwer Academic, 2004. – 783 p.

УДК 539.17, PACS: 25.40. Lw, 23.20.-g

ПАРАМЕТРЫ ДЕФОРМАЦИИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В МОДЕЛИ НИЛЬССОНА

Н.А. Шляхов

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"

ул. Академическая 1, г. Харьков, 61108, Украина

e-mail: svalery1@i.ua

Received 1 December 2011, accepted 11 February 2012

В статье рассматриваются основные модели ядра, используемые для описания спектроскопических характеристик деформированных ядер. Прослеживаются трудности связанные с однозначностью выбора параметра деформации ядра во вращательных полосах. Расчеты приведенных вероятностей в рамках модифицированной модели Нильссона показывают, что использование разной деформации для возбужденных состояний улучшает согласие с экспериментом. Рассмотрение ведется для ядер sd-оболочки.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: модели деформированных ядер, модифицированная модель Нильссона, деформация в возбужденных состояниях, ядра sd-оболочки.

DEFORMATION PARAMETERS EXCITED STATES OF THE NILSSON MODEL

N.A. Shlyahov

National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"

Akademicheskaya St. 1, 61108 Kharkiv, Ukraine

The review of the major models used for the description of the spectroscopic characteristics of the deformed nuclei is given. The difficulties conditioned by the uniqueness of the choice of nuclear deformation parameters in rotational bands are traced. The calculations of the reduced probabilities of electromagnetic transitions in the sd-shell odd nuclei performed within of the modified Nilsson model show that the use of different values of deformation parameters for different excited states gives better fits to the experimental data.

KEY WORDS: models of the deformed nuclei, the modified Nilsson model, deformation parameters for different excited states, sd-shell nuclei.

ПАРАМЕТРИ ДЕФОРМАЦІЇ ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ У МОДЕЛІ НІЛЬССОНА

М.А. Шляхов

Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"

вул. Академічна 1, м. Харків, 61108, Україна

В статті розглядаються головні моделі ядра, які використовуються для опису спектроскопічних характеристик деформованих ядер. Просліджуються труднощі пов'язані з однозначністю вибору параметра деформації ядра у обертованих смугах. Обчислення зведених ймовірностей у межах модифікованої моделі Нільсона показують, що використання різних параметрів деформації для збуджених станів поліпшує узгодженість з експериментом. Розглядалися ядра з sd-оболочки.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: моделі деформованих ядер, модифікована модель Нільсона, деформація у збуджених станах, ядра sd-оболочки.

Схемы распада при низких энергиях возбуждения некоторых ядер с нечетной массой в sd-оболочке интерпретируются путем применения вращательной коллективной модели [1]. Уровни группируются во вращательные полосы, каждая из которых основывается на внутренних одночастичных состояниях рассчитанных для деформированного ядерного потенциала. Анализ начинается с определения формы ядра, предполагая цилиндрическую симметрию, из измеренных квадрупольных моментов, магнитных моментов, или параметров развязывания. Когда известны величина и знак деформации, возникает возможность сделать детальное сравнение экспериментальных и теоретических величин, используя собственные значения и собственные функции, соответствующие одночастичной оболочечной модели. Такими величинами являются энергии возбуждения уровней, вероятности переходов для гамма и бета излучений, приведенные нуклонные ширины, характеризующие такие ядерные реакции как срыв и ядерный захват, магнитный и квадрупольный моменты ядерных уровней и их спины и четности.

Хотя наиболее поразительные успехи коллективной модели найдены для массовых чисел $150 < A < 190$ и $A > 222$, замечательные корреляции между экспериментальными данными на легких ядрах определены путем применения коллективной модели [1] к нечетным ядрам sd-оболочки. Ситуация в легких деформированных ядрах несколько более сложная в использовании обобщенной модели, чем в более тяжелых ядрах, поскольку, должны рассматриваться перекрытие вращательных полос и дырочные состояния в низкоэнергетической части спектра. В общем, модель с симметричным сфероидальным кором применима в этой оболочке за счет смешивания двух или более вращательных полос с $\Delta K = \pm 1$, используя R.P.C. (rotation-particle coupling) член, оператор для которого имеет вид $O_{R.P.C.} = \alpha(I_{j1} + I_{j2})$ [2]. Обычно предполагается, что деформация не изменяется в зависимости от энергии возбуждения. Вместе с тем, экспериментально установлено

существование деформации легких ядер как в основном так и в возбужденных состояниях. На основе метода разработанного в НИЦ ХФТИ проведен учет деформации в возбужденных состояниях, что позволяет улучшить описание приведенных вероятностей электромагнитных переходов [3]. Нами рассматривались ядра с $\zeta = 11$ нуклонами определенного вида ^{21}Ne , ^{21}Na , ^{23}Na , ^{23}Mg , а так же ^{25}Mg $^{25,27}\text{Al}$ с четко выраженной вращательной структурой уровней. Было подтверждено влияние деформации на величину вероятности электромагнитных переходов в основное состояние как с одночастичных, так и коллективных начальных состояний. Для систематического исследования большого числа различных переходов необходима компьютерная программа для расчета матричных элементов электромагнитных переходов на основе развитого метода модифицированной модели с использованием Нильссоновских волновых функций.

Цель работы -рассмотрение основных моделей ядер используемых для исследования возбужденных состояний деформированных ядер sd-оболочки.

МОДЕЛЬ НИЛЬССОНА

Взаимодействие нуклонов с ядерным полем описывается в Нильссоновской модели с помощью Гамильтониана [4] вида

$$H = H_0 + C\vec{l} \cdot \vec{s} + D\vec{l}^2, \quad (1)$$

где H_0 осцилляторный потенциал к которому добавляется спин-орбитальный потенциал $C\vec{l} \cdot \vec{s}$ и член $D\vec{l}^2$ поправка к осцилляторному потенциалу для состояний с более высоким угловым моментом. Сила этих двух членов подобрана так, что бы получить известный порядок одночастичных уровней модели оболочек для симметричного потенциала. Затем Нильссон исследовал влияние деформации ядерного потенциала с цилиндрической симметрией. Пренебрегая, временно, $\vec{l} \cdot \vec{s}$ и \vec{l}^2 членами он нашел, что Гамильтониан с деформированным потенциалом может быть разбит на сферически симметричный член \dot{H}_0 и член H_δ представляющий связь частицы с осью деформации. Представление выбирается диагональным по \dot{H}_0 , а так же l^2 , l_z , s_z , которые все коммутируют с \dot{H}_0 . Соответствующие квантовые числа обозначаются как l, A, Σ .

Тогда полный гамильтониан принимает вид

$$H = \dot{H}_0 + H_\delta + C\vec{l} \cdot \vec{s} + D\vec{l}^2, \quad (2)$$

и Нильссон тогда последние три члена трактует как возмущение. Путем соответствующего выбора параметров, воспроизводимых здесь для удобства, Нильссон пришел к

$$H = \dot{H}_0 + k\hbar\dot{\omega}_0 R, \quad (3)$$

где $k = -\frac{1}{2}C/\hbar\dot{\omega}_0$, и R дается следующим образом

$$R = \eta U - 2\vec{l} \cdot \vec{s} - \mu\vec{l}^2. \quad (4)$$

Здесь $\mu = 2D/C$ и $\eta = (\delta/k)\omega_0(\delta)/\dot{\omega}_0$ ($\dot{\omega}_0$ есть величина $\omega_0(\delta)$ для $\delta = 0$). Параметр δ связан с деформацией потенциала ядра, а U определяется из

$$H_\delta = \delta\hbar\omega_0 U = k\hbar\dot{\omega}_0\eta U, \quad (5)$$

где

$$U = -\frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}}r^2Y_{20}. \quad (6)$$

Из диагонализации оператора R Нильссон нашел собственные величины $r^{N\Omega}(\eta)$; соответствующие энергии собственных величин полного Гамильтониана, которые равны

$$E^{N\Omega} = (N + \frac{3}{2})\hbar\omega_0 + k\hbar\dot{\omega}_0 r^{N\Omega} \quad (7)$$

Квантовое число N представляет главное число осцилляторного кванта, тогда как Ω является квантовым числом, соответствующим оператору $j_z = l_z + s_z$, который коммутирует с H . Таким образом, Ω есть компонент полного углового момента нуклона вдоль оси ядра. Используемые базовые вектора представляются как $|N\Lambda\Sigma\rangle$, где Λ и Σ являются собственными величинами операторов l_z и s_z и таким образом $\Omega = \Lambda + \Sigma$.

Для d-оболочки, которая является внешней оболочкой ядер, рассматриваемых здесь, Нильссон произвел диагонализацию R с $\mu = 0$ для $N = 0, 1, 2$, тогда как для более высоких значений N использовались величины μ в

диапазоне от 0,35 до 0,55. По-видимому, есть смысл исследовать влияние $\mu\vec{l}^2$ члена на собственные значения и собственные функции соответствующие $N=2$. Для $N=2$ $\Omega=5/2$ (орбита 5) существует только один собственный вектор равный $|222+\rangle$ и собственное значение становится $r = 2/3\eta - 2-6\mu$. Для $N = 2$ и $\Omega_z = 3/2$ существует два собственных вектора $|221+\rangle, |222-\rangle$: т.к. член $\mu\vec{l}^2$ является диагональным, а каждый из этих собственных векторов имеет $l = 2$, влияние состоит просто в добавлении постоянной диагональной матрицы - единичной матрицы 6μ раз, в матрицу диагонализированную Нильссоном. Таким образом, новые собственные величины являются как раз теми табулированными Нильссоном и деленными на -6μ , а собственные функции являются неизменными как для орбиты 8 так и для орбиты 7.

Для $N = 2$, $\Omega = 1/2$, однако, собственные вектора есть $|220+\rangle, |200+\rangle, |221-\rangle$. Аргумент, использованный для $\Omega = 3/2$, является теперь не законным, и матрица должна быть диагонализирована для каждой величины η и μ . Результаты этих расчетов представлены в работе [5], давая собственные величины и собственные функции для орбит 11, 9 и 6. В этой работе исследуется влияние члена гамильтониана связанного с центробежной поправкой l^2 . Для последовательности уровней ядер sd-оболочки даны графиками собственных величин, и графики параметра развязки для орбит с $\Omega = 1/2$. Другой подход к модификации модели Нильссона связан с использованием других представлений собственных векторов для деформированного гармонического осциллятора [4,6].

ПРИЛОЖЕНИЕ МОДЕЛИ С АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИЕЙ К СХЕМАМ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Теперь рассмотрим некоторые примеры схем распадов, для которых представлены расчеты, предназначенные для того, что бы дать лучшее согласие с экспериментом.

Ядра ^{25}Mg и ^{25}Al

Конфигурация основного состояния для нуклонов в ^{25}Mg берется в виде [7]

$$\pi\{O^{16}; d_{5/2}(1/2^2, 3/2^2)\}, \quad \nu\{O^{16}; d_{5/2}(1/2^2, 3/2^2, 5/2^1)\}. \quad (8)$$

Ядра в районе $A = 25$ могут рассматриваться как вытянутые сфероиды поскольку электрические квадрупольные моменты соседних ^{23}Na и ^{27}Al являются положительными. О. Бором (1954) [8] было показано, что такие вращения, для случая четно-четных ядер, имеют энергетический спектр даваемый

$$K(J) = A[J(J+1)], \quad (9)$$

где J есть квантовое число полного углового момента ядер и A - константа для каждой полосы равная $\hbar^2 / 2\mathfrak{I}$; \mathfrak{I} есть эффективный момент инерции ядра испытывающего коллективные вращения.

Последовательность состояний

Собранные экспериментальные результаты об уровнях в ^{25}Al и ^{25}Mg показаны на рис.1 и разделение низко лежащих состояний ^{25}Al на полосы вращательных состояний показано на рис.1 и 2.

Доказательство для этого разделения на полосы проводится на основании, главным образом, полных угловых моментов и определения отношений ветвления распадных γ -лучей. Состояния, показанные на рис.2 как пунктирные линии, предсказываются на основе приведенных параметров из уравнения (10). Это состояние $7/2^+$.

Доказательство для предсказанного $7/2^+$ состояния возле дублета при 2,80 МэВ было найдено Бромли [9]. На рис.1 показаны собранные известные возбужденные состояния зеркальной пары ^{25}Mg и ^{25}Al и их разложение по вращательным полосам.

$$E(J) = A\left[J(J+1) + \delta_{K,1/2} a(-1)^{J+1/2} (J+1/2)\right] + B\left[J(J+1) + \delta_{K,1/2} (-1)^{J+1/2} (J+1/2)\right]^2. \quad (10)$$

Система сферoidalный кор плюс один нуклон имеет хорошее квантовое число J вместе с M - проекцией J на некоторую ось фиксированную в пространстве, и K проекцией J на ось симметрии сфероид. K равно Ω при отсутствии бета и гамма колебаний, что есть обычным случаем для низко лежащих состояний. Волновая функция для таких систем была дана Бором и Мотельсоном [1].

K и Ω являются, однако, хорошими квантовыми числами только при отсутствии того, что было названо «rotation-particle coupling» RPC [2]. Вращение нуклонов образующих сфероид возмущает движение внешнего нуклона, давая очень малую частоту вращения ядер, много меньшую, чем частота, связанная с движением этого отдельного нуклона. Последняя частота связана с энергией возбуждения одного нуклона, а упомянутая выше частота связана с энергией разделения вращательных состояний. Таким образом, если вращательные полосы для различных одонуклонных возбуждений перекрываются, тогда ожидается возмущение полос. Однако, RPC

в первом порядке связывает вместе только полосы одной и той же четности и те у которых K различаются на единицу или ноль [2]. Возможно из-за этого ^{25}Mg и ^{25}Al показывают так ясно для их низко лежащих состояний вращательные полосы, поскольку две главные сильно перекрывающиеся полосы $K=5/2^+$ и $K=1/2^+$ (см.рис.1 и 2) имеют $\Delta K = 2$. Другие соседние ядра, такие как ^{21}Na , ^{23}Na , которые, как ожидается, тоже показывают вращательный спектр, имеют соседние полосы, которые отличаются по K только на единицу. Следовательно, для ^{21}Na и ^{23}Na должно ожидаться сильное возмущение полос, дающее сильную сдвигку расположения уровней, входящих в полосы.

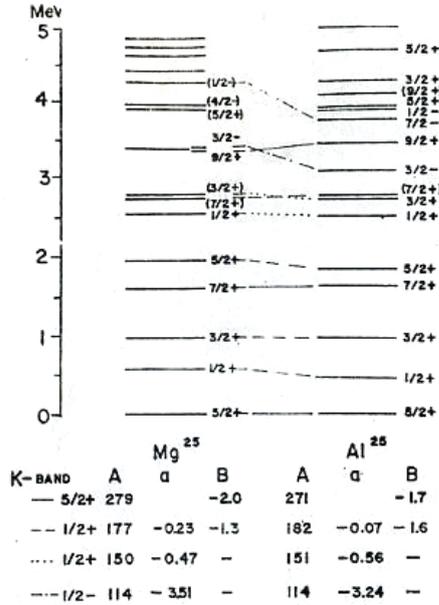


Рис. 1. Систематика уровней для зеркальной пары при $A=25$ и величины параметров необходимые для подгонки модели с симметричным ротатором к этим ядрам. Представлены параметры для каждой из четырех полос с соответствующими значениями K .

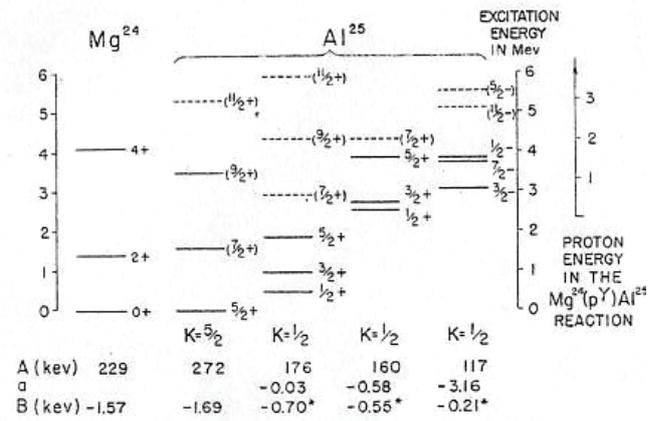


Рис. 2. Разложение низколежащих состояний ядра ^{25}Al на полосы вращательных состояний с параметрами, использованными в подгонке полос. Использовались уравнения 9, 10 и 11 приведенные в тексте. Величины B, отмеченные звездочкой, показывают, что использовались те же самые вибрационные параметры, которые были использованы для последовательности состояний в ^{24}Mg .

Расчеты Нильссона [4] являются наиболее подходящими для случая ^{25}Mg и ^{25}Al , так как они содержат расчеты собственных функций для области $A = 25$. Энергетические состояния модели для $A = 25$ найдем путем расширения Нильссоновских расчетов энергии отдельных частиц в сфероидальном потенциале на большие величины η . Для этих целей Нильссоновское уравнение записывается следующим образом:

$$\frac{E_j}{(3/4)\hbar\omega_0} = (N_j + 3/2) \times [1 - (1/3)\epsilon^2 - (2/27)\epsilon^3]^{-1/3} + \kappa r_j(\epsilon) - \frac{1}{3\hbar\omega_0} \langle U_j \rangle, \quad (11)$$

где были использованы следующие соотношения между ϵ , η и δ

$$\kappa\eta = \epsilon [1 - (1/3)\epsilon^2 - (2/27)\epsilon^3]^{-1/3} \quad (12)$$

и

$$\epsilon = 3 \left[\frac{\sqrt{[1 + (2/3)\delta]} - \sqrt{[1 - (4/3)\delta]}}{\sqrt{[1 - (4/3)\delta]} + 2\sqrt{[1 + (2/3)\delta]}} \right]. \quad (13)$$

Величина κ , которая определяет силу спин-орбитальной связи, использованная в расчетах кривых была 0,08. Это оказывается лучшей величиной для легких ядер чем 0,05 и, в этой связи, вероятно, стоит отметить, что $d_{3/2}$ - $d_{3/2}$ расщепление равное 5,08 МэВ в ^{17}O требует $\kappa = 0,13$. В связи с неопределенностью величины κ в использовании для $A = 25$, все соответствующие кривые даны как функции η , поскольку это является предпосылкой, что бы рассмотреть изменение силы спин-орбитального взаимодействия.

Параметр развязки для полосы на первом возбужденном состоянии найден равным $a = -0,2$. Если это состояние взять при $\eta > b$, то орбита 9 будет находиться ниже по энергии, чем орбита 5.

Игнорирование сильной спин-орбитальной связью (κ) в пределах рамок расчетов данного типа может исключить это расхождение.

Величина η , использованная в соответствующих сравнениях, изменяется от приблизительно +3 до +5. Не имеет смысла *a priori* ожидать, что η должна быть постоянной для каждой вращательной полосы и тот факт, что различные величины η дают лучшее соответствие между теорией и экспериментом в соответствующих

сравнениях, вероятно, обозначает, что пренебрежение эффектами RPC, возможно, является важным.

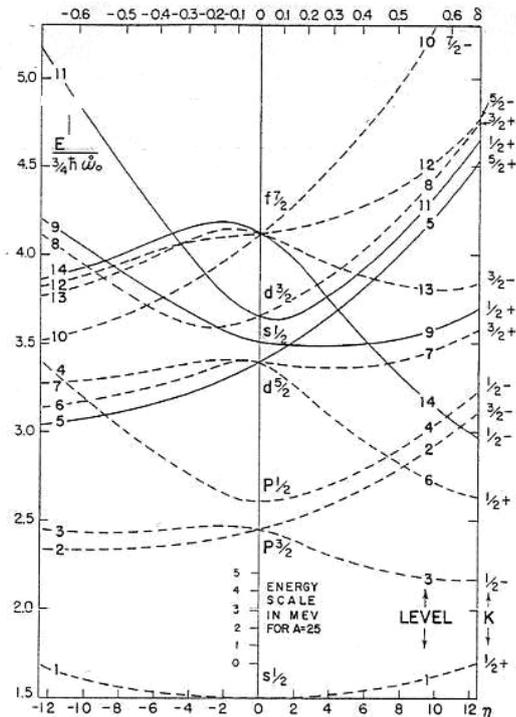


Рис. 3. Энергии состояний в сферoidalном потенциале частично из статьи Нильссона [4] и Лизерленда [7]. Номера орбит такие же как и у Нильссона. Орбиты 5, 9, 11 и 14 те, что определены в ²⁵Al и ²⁵Mg.

рассматривались с различной деформацией и анализировался вклад одночастичной части волновой функции в вероятность электромагнитного перехода для легких ядер.

Вероятности электромагнитных переходов в рамках модифицированной модели Нильссона

Для того, что бы определить матричный элемент оператора одночастичного мультипольного перехода $M = \sum_{i=1}^A \hat{t}(i)$ (14) рассматривалась система одночастичных волновых функций для начального и конечного состояний

$$\begin{aligned} &\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_A \\ &\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_A \end{aligned}$$

Здесь A обозначает число нуклонов в ядре; индексы 1, 2, ..., A обозначают число занятых орбит в начальном и конечном состояниях.

Имеет место формула [11]

$$(\Psi_f, \mathbf{M}, \Psi_i) = \sum_{s=1}^A \det B_{ij}^s, \tag{15}$$

где элемент детерминанта B_{ij}^s является следующим:

$$B_{ij}^s = \begin{cases} (\psi_i^s, \hat{t}, \phi_j), & \text{если, } i = s \\ (\psi_i^s, \phi_j), & \text{если, } i \neq s \end{cases}. \tag{16}$$

В рассматриваемом случае, оператор \hat{t} есть:

$$\hat{t} = e \left[1 + (-1)^\lambda \frac{Z}{A^\lambda} \right] r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\phi, \theta). \tag{17}$$

Если $\lambda < K + K'$ тогда приведенные вероятности электрических мультипольных переходов между начальным и конечным состояниями с IK и $I'K'$, взятыми при различных деформациях η и η' , в пространственно-фиксированной координатной системе равны:

МОДИФИЦИРОВАННАЯ МОДЕЛЬ НИЛЬССОНА

Одной из наиболее важных проблем есть исследование формы ядра в возбужденных состояниях. Однако, эта задача является не очень хорошо проверенной, особенно в диапазоне легких ядер. До последнего времени, существование деформации легких ядер, как в основном, так и в возбужденных состояниях является экспериментально проверенным. В то же самое время в теоретических расчетах обычно предполагается, что деформация не изменяется в зависимости от энергии возбуждения.

Возможно, это предположение обуславливает неудачные попытки объяснить во многих случаях вероятности электромагнитных переходов в рамках обобщенной модели. Имея это в виду, был использован новый подход в описании вероятности электромагнитных переходов развитый в работах [3,10]. Анализируя вероятности электромагнитных переходов, можно трактовать ядерную деформацию как варьируемый параметр, понимая, что начальное и конечное состояния предполагаются имеющими различные деформации. Таким образом, во время перехода состояние кора ядра изменяется возле состояния нечетного нуклона.

Используя 1d2s-оболочечные ядра, было исследовано влияние изменений в ядерной деформации на вероятность электромагнитных переходов. Начальное и конечное состояния ядер

$$B(\lambda, I \rightarrow I') = \sum_{\mu M'} \left| \langle \Omega', I' K' M' | \mathfrak{M}(\lambda, \mu) | \Omega, I K M \rangle \right|^2.$$

Для суммирования по μ и M' и интегрирования по углам Эйлера переходят к системе координат связанной с ядром и получают для одночастичной компоненты E перехода:

$$B(E\lambda, I \rightarrow I') = |\mathfrak{M}(E\lambda)|^2 = e^2 \left[1 + (-1)^\lambda \frac{Z}{A^\lambda} \right]^2 \left(\frac{\hbar}{M\omega_0} \right)^\lambda \frac{2\lambda+1}{4\pi} \left| \langle I\lambda K K' - K | I' K' \rangle \sum_{s=1}^Z \det(\psi_i^s, \phi_j) \right|^2. \quad (18)$$

Для $i=s$:

$$(\psi_i^s, \hat{t}\phi_j) = \sum_{I'} \langle N' I' | r^2 | N I \rangle \sqrt{\frac{2I+1}{2I'+1}} \langle I\lambda 0 0 | I' 0 \rangle \sum_{\Lambda' \Lambda \Sigma \Sigma'} \delta_{\Sigma' \Sigma} a'_{I' \Lambda'} a_{I \Lambda} \langle I\lambda \Lambda K' - K | I' K' \rangle. \quad (19)$$

В то время как, когда $i \neq s$, мы имеем:

$$(\psi_i^s, \phi_j) = \delta_{N' N} \sum_{I \Lambda} a'_{I' \Lambda'} a_{I \Lambda}, \quad (20)$$

где $a_{I \Lambda}$ - коэффициенты волновых функций Нильссона [4].

Для случая магнитных мультипольных переходов, сумма детерминантов по всем орбитам, занятым нуклонами, может быть разделена на две суммы – по N орбитам занятым нейтронами и Z орбитам занятым протонами. Таким образом, для $L < K + K'$ находим:

$$\begin{aligned} |\mathfrak{M}(M\lambda)|^2 &= \left(\frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 \left(\frac{\hbar}{M\omega_0} \right)^{\lambda-1} \frac{2\lambda+1}{16\pi} \left| \langle I\lambda K K' - K | I' K' \rangle \left\{ \det(\psi_{i_p}, \phi_{j_p}) \times \right. \right. \\ &\times \left. \sum_{s_n=1}^n \det(\psi_{i_n}^{s_n}, \phi_{j_n}) - \det(\psi_{i_n}, \phi_{j_n}) \sum_{s_p=1}^Z \det(\psi_{i_p}^{s_p}, \phi_{j_p}) \right\} \left. \right|^2 \end{aligned} \quad (21)$$

Элементы детерминанта для $i_n = s_n$ и $i_p = s_p$ соответствует величине G_{ML} для нейтронов и протонов [4].

Применение модифицированной модели Нильссона к нечетным ядрам sd-оболочки

В работах [12-15], используя $M1$ и $E2$ переходы, исследовано влияние изменений в ядерной деформации на вероятность электромагнитных переходов в ядрах ^{21}Na , ^{23}Na , ^{25}Al , ^{27}Al (таблице). Рассчитанные величины матричных элементов зависят от двух параметров деформации, соответствующих начальному и конечному состояниям ядра. Поэтому, выполняя сравнение между теорией и экспериментом, в двухмерном пространстве параметров деформации была найдена область, в которой теоретические и экспериментальные матричные элементы совпадают. Анализируя полосы переходов из одного и того же уровня или на одно и то же состояние, можно уменьшить области возможных величин параметров деформации для некоторых уровней и иногда даже дать точные величины.

Проверка влияния возмущения полос Кориолисовым взаимодействием на вероятность $B(E2)$ гамма-переходов проводилась [11] с использованием выражения найденного Керманом [7]

$$B(E2, I \rightarrow I') = \left(\frac{\hbar}{M\omega_0} \right)^2 \frac{5e^2}{4\pi} \left\{ \sum_{K' \alpha' K \alpha} C'_{K' \alpha'} C_{K \alpha} \left[(I2KK' - K | I' K') + (-1)^{I+K'} b_{\alpha \alpha'}^{KK'}(E2) \times \right] G_{\alpha \alpha'}^{KK'}(E2) \right\}^2, \quad (22)$$

где матричные элементы $b_{\alpha \alpha'}^{KK'}$ и $G_{\alpha \alpha'}^{KK'}(E2)$ являются диагональными одночастичными матричными элементами и $G_{\alpha \alpha'}^{KK'}(E2)$ являются собственными квадрупольными моментами Q_0 для данного K в единицах $2(\hbar/M\omega_0)$ и даются Нильссоном [4], имея вид (23) для модифицированной модели [10]

$$G_{\alpha \alpha'}^{KK'}(\lambda) = \det(\psi_{i_p}, \phi_{j_p}) \sum_{s_n=1}^n \det(\psi_{i_n}^{s_n}, \phi_{j_n}) - \det(\psi_{i_n}, \phi_{j_n}) \sum_{s_p=1}^Z \det(\psi_{i_p}^{s_p}, \phi_{j_p}), \quad (23)$$

величина $(\hbar/M\omega_0)$ рассчитывается, предполагая $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$ МэВ, $C_{K\alpha}$ – коэффициенты смешивания возмущенной волновой функции $\Phi(IM)$

$$\Phi(IM) = \sum_{K\alpha} C_{K\alpha}^I \Psi(IMK\alpha), \quad (24)$$

которая вместе с собственными значениями λ_I определяются для каждого смешанного состояния со спином I путем диагонализации матрицы энергии, а $\Psi(IMK\alpha)$ – волновая функция несмешанных состояний для потенциала Нильссона [4].

Из анализа гамма переходов между низкоэнергетическими состояниями в ^{23}Na было найдено, что $B(E2)$ более чувствительны к вкладу одночастичной части волновой функции, учитывающей зависимость от

деформации, чем к кориолисовому смешиванию [14].

Объединенный анализ матричных элементов переходов для деформаций в начальном и конечном состояниях, и другие данные о низко лежащих уровнях, зависящих от деформации (положение, квадрупольный момент и т.д.) так же помогают определить величины деформации для этих уровней более точно. Параметры деформации ядер в основном и возбужденных состояниях обычно извлекались либо, из экспериментальных данных, либо из теоретических расчетов. В обоих случаях ядра трактовались как деформированные объекты так, что извлекаемая информация являлась модельно зависимой.

Таблица.

Параметры деформации ядер в области $21 < A < 27$, полученные при сравнении теоретических и экспериментальных величин $B(\sigma l)$ для случая $L < K + K'$

Ядра	$E_i \rightarrow E_f$, MeB	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$B(\sigma l)^{exp}$, W.u.	$B(\sigma l)^{cm}$, W.u.	η_i	η_f
M1 переход						
^{21}Na	2,432→0	$1/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0,043(5)	0,038	2	4
$^{23}\text{Na}^*$	2,982→0	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0,09(2)	0,014	2	4
	→0,440	$3/2^+ \rightarrow 5/2^+$	0,14(4)	0,022	2	4
E2 переход						
^{23}Na	2,982→0	$3/2^+ \rightarrow 3/2^+$	1,32(2)	0,82	2	4
^{25}Al	0,451→0	$1/2^+ \rightarrow 5/2^+$	3,0(5)	2,82	0	4
^{25}Al	2,486→0	$1/2^+ \rightarrow 5/2^+$	0,8(3)	0,70	0	4
^{27}Al	0,843→0	$1/2^+ \rightarrow 5/2^+$	7,5(5)	5,75	2	4
^{27}Al	3,673→0	$1/2^+ \rightarrow 5/2^+$	~0	0	-2	4

Примечание: W.u. – Единицы Вайскопфа

ВЫВОДЫ

Выводы о параметрах деформации, сделанные на основании рассчитанных с помощью разработанной программы для вероятностей переходов между уровнями, лежащими внутри вращательных полос, свидетельствуют о том, что параметры деформации являются различными не только для переходов между одночастичными состояниями, но так же между вращательными уровнями в полосе, что хорошо совпадает с ранее полученными результатами. Хочу выразить благодарность за предоставленные экспериментальные результаты Копанцу Е.Г. и Корде Л.П.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Bohr A., Mottelson B.R. Collective and individual-particle aspects of nuclear structure // Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-fys. Medd. – 1953. - Vol.27, №16. - P.1-174.; Bor O., Mottel'son B. Kollektivnye i odnochastichnye aspekty struktury yadra. // Sb. «Problemy sovremennoy fiziki». – 1955. – Vyp.9. – S.34-145.
- Kerman A.K. Low-lying excited states of nucleus // Mat. Fys. Vedd. Dan. Vid. Selsk. – 1956. - Vol.30, №15. – P.1-44.
- Vodin A.N., Kopanets E.G., Korda L.P., Korda V.Yu. The influence of nuclear deformations on the probabilities of electromagnetic transitions in 1d2s-shell nuclei // Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations. - 2003. - №2(41). - P.66 71.
- Nilsson S.G. Binding states of individual nucleons in strongly deformed nuclei. // Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd. – 1955. - Vol.29, №.16. – P.1-68.; Perevod v sbornike statey «Deformatsiya atomnykh yader». - M: I-L., 1958. – С.232-304.
- Bishop G.R. Application of the collective model to some nuclei in the d-shell // Nucl. Phys. - 1959/60. - Vol.14. - P.376 388.
- Chi B.E. Singl-particle energy levels in a Nilsson well // Nucl. Phys. - 1966. - Vol.83. - P.97-144.
- Litherland A.E., McManus H., Paul E.B., Bromley D.A., Gove H.E. An interpretation of the low-lying excited states of Mg25 and Al25 // Can. J. Phys. – 1958. - Vol.36. - P.378-404.
- Bohr A. Rotational states of atomic nuclei Munksgaards Forlag, Copenhagen, 1954; Bor O. Vrashchatel'nye sostoyaniya atomnogo yadra // Sb. «Problemy sovremennoy fiziki» - 1956. – Vyp.1. – S.1-95.
- Bromley D.A., Gove H.E., Litherland A.E. Application a collective model to Si29 // Can. J. Phys. – 1957. - Vol.35. – P1057-1085.
- Kopanets E.G., Inopin E.V. i dr. M1 i E2-perekhody mezhdu sostoyaniyami yader s razlichnoy deformatsiey // Izvestiya AN SSSR. Seriya fiz. - 1976. – T.40, №4. – S.780-783.
- Bete G. Kvantovaya mekhanika - M: Mir, 1965. - 330s.
- Inopin E.V., Kopanets E.G., Korda L.P., Kostin V.Yu., Koval' A.A. Elektromagnitnye perekhody v yadrah mezhdu sostoyaniyami s razlichnoy deformatsiey // VANT. Seriya: Fizika vysokikh energiy i atomnykh yader. – 1975. – Vyp.3(15) - S.31-33.
- Kopanets E.G., Inopin E.V., Korda L.P. Elektromagnitnye perekhody v yadrah mezhdu sostoyaniyami s razlichnymi deformatsiyami dlya sluchaya $L > K_i + K_f$ // Izvestiya AN SSSR. Ser. Fiz. -1980. - T.44. - S.1947-1949.
- Korda L.P., Kopanets E.G., Inopin E.V. Rassmotrenie koriolisova vzaimodeystviya v raschetakh V(E2) mezhdu sostoyaniyami s razlichnoy deformatsiey // VANT Seriya: Obshchaya i yadernaya fizika. – 1984. - Vyp.2(27) - S.63-65.
- Korda L.P., Kopanets E.G. K voprosu o deformatsii v legkikh yadrah // VANT. Seriya: Obshchaya i yadernaya fizika – 1981. – Vyp..2(16). - S.3-6.

УДК 621.791.81

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ МАТРИЧНЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ 1201 И 6111 В ЗОНЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЖИМЕ ПРЕДПЛАВЛЕНИЯ

В.В. Брюховецкий, В.Ф. Клепиков, В.В. Литвиненко, А.В. Пойда, В.П. Пойда*, А.Г. Пономарев, М.А. Прихода*, Е.М. Прохоренко, В.Т. Уваров****

*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины
 61002, г. Харьков, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812
 E-mail: ntcefo@yahoo.com*

**Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина
 61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

***Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"
 61108, г. Харьков, ул. Академическая, 1*

Received 1 February 2012, accepted 22 February 2012

В работе рассмотрены особенности воздействия релятивистского импульсного пучка электронов на процессы структурообразования в поверхностном слое промышленных алюминиевых сплавов 1201 и 6111 в режиме предплавления. Показано, что в подобранном режиме предплавления - до макроскопического плавления поверхности в зоне воздействия пучка - осуществляется локальное плавление и последующая кристаллизация отдельных объемов микроструктуры поверхностного слоя сплавов. Предполагается, что появление подобных участков микроструктуры сплавов 1201 и 6111 может быть связано и с плавлением неравновесных эвтектик и с плавлением участков сегрегации легирующих элементов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: импульсный пучок, электроны, алюминиевые сплавы, микроструктура поверхностного слоя.

СТРУКТУРНІ ЗМІНИ В ПОВЕРХНЕВОМУ ПРОШАРКУ МАТРИЧНИХ АЛЮМІНІЄВИХ СПЛАВІВ 1201 І 6111 В ЗОНІ ДІЇ ІМПУЛЬСНОГО ПУЧКА ЕЛЕКТРОНІВ В РЕЖИМІ ПЕРЕДПЛАВЛЕННЯ

В.В. Брюховецький, В.Ф. Клепиков, В.В. Литвиненко, А.В. Пойда, В.П. Пойда*, А.Г. Пономарьов, М.А. Прихода*, С.М. Прохоренко, В.Т. Уваров****

*Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України
 61002, м. Харків, вул. Чернишевська, 28, а/с 8812*

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

***Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут" НАН України
 61108, м. Харків, вул. Академічна, 1*

В роботі розглянуто особливості дії релятивістського імпульсного пучка електронів на процеси структуроутворення в поверхневому прошарку промислових алюмінієвих сплавів 1201 і 6111 в режимі передплавлення. Показано, що в підбраному режимі передплавлення до макроскопічного плавлення поверхні в зоні дії пучка - здійснюється локальне плавлення і наступна кристалізація окремих ділянок мікроструктури поверхневого прошарку сплавів. Зроблено завбачення, що виникнення таких ділянок мікроструктури алюмінієвих сплавів 1201 і 6111 може бути пов'язане з плавленням нерівноважних евтектик і з плавленням ділянок сегрегації легуючих елементів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: імпульсний пучок, електрони, алюмінієві сплави, мікроструктура поверхневого прошарку.

THE STRUCTURAL CHANGES IN SURFACE LAYER OF MATRIX ALUMINUM ALLOYS 1201 AND 6111 IN AREA OF PULSED BEAM OF RELATIVISTIC ELECTRONS INFLUENCE IN PRE-MELTING REGIME

V.V. Bryukhovetsky, V.F. Klepikov, V.V. Lytvynenko, A.V. Poida, V.P. Poida, A.G. Ponomaryov, M.A. Pryhoda, E.M. Prokhorenko, V.T. Uvarov

*Institute of Electrophysics & Radiation Technologies NAS of Ukraine
 P.O. Box 8812, Chernyshevsky St. 28, Kharkiv, 61002, Ukraine*

*V.N. Karazin Kharkiv National University NAS of Ukraine
 Svoboda square, 4, Kharkiv, 61022, Ukraine*

*National Scientific Center "Kharkiv institute of physics and techniques" NAS of Ukraine
 Akademichna St. 1, Kharkiv, 61108, Ukraine*

In this work the features of the relativistic pulsed beam of electrons influence on the processes of structure formation in surface layer of industrial aluminum alloys 1201 and 6111 in pre-melting regime are investigated. It is shown, that in selected pre-melting regime - till the macroscopic surface melting in beam influence zone - the local melting and the subsequent crystallization of separate volumes of surface layer microstructure of alloys occurs. It is supposed, that the appearance of similar areas of microstructure of aluminum alloys 1201 and 6111 can be associated as with the nonequilibrium eutectics melting as with the melting of the segregations of alloying elements.

KEY WORDS: pulsed beam, electrons, aluminum alloys, microstructure of surface layer.

Воздействие направленных потоков энергии широко используется в современных технологиях обработки различных материалов. Одним из вариантов такой обработки является воздействие на материал интенсивного

импульсного пучка электронов. Действие такого пучка является комбинированным: ударным, тепловым и радиационным [1,2]. Оно приводит к очень быстрому нагреву материала. Затем следует также относительно быстрое охлаждение за счет отвода тепла внутрь образца. Как правило, при таком воздействии используются плотности потока энергии, приводящие к оплавлению поверхности исследуемого образца [3-5]. Однако возможность смены энергетических параметров релятивистского импульсного пучка электронов позволяет изучить воздействие пучка на материал, как в режиме оплавления, так и в режиме предплавления.

Сплавы на основе алюминия являются основным конструкционным материалом не только в самолето- и ракетостроении, но и в ядерной энергетике, из них, в частности, производят центрифуги для обогащения урана 235. Поэтому в проблеме создания и внедрения новых алюминиевых сплавов важное место занимают требования повышенной прочности, пластичности, длительного срока эксплуатации, простоты обработки, работоспособности в экстремальных температурных, динамических и усталостных условиях. При любом уровне прочности отношение прочности к массе у алюминиевых сплавов примерно в 2,8 раза большее, чем у стали. Большинству предъявляемых требований отвечают сплавы системы Al-Mg-Cu, имеющие примерно в 10 раз большую, чем чистый алюминий, прочность. Свойства приповерхностных прослоек металлов и присутствующих интерметаллидов очень часто играют определяющую роль в сохранении эксплуатационных характеристик сплавов в условиях их использования в качестве конструкционных материалов. Обработка же изделий потоками энергии дает возможность целенаправленно модифицировать их свойства.

В общем случае слой металла, имеющий отличающиеся от основной массы детали структуру, фазовый и химический состав, называют поверхностным. В условиях эксплуатации поверхностный слой детали подвергается наиболее сильному физико-химическому воздействию: механическому, тепловому, магнитоэлектрическому, световому, химическому и др. В большинстве случаев у детали начинают ухудшаться служебные свойства поверхности, например, износ, эрозия, кавитация, коррозия, усталостные трещины и другие разрушения развиваются вначале на поверхности. Поэтому к поверхностному слою предъявляются обычно более высокие требования, чем к основной массе детали.

Анализ микроструктуры образцов, облученных в режиме оплавления поверхностного слоя [3], показал, что в зоне действия пучка формируется двухслойная структура. Поверхностный слой образуется путем кристаллизации из жидкого состояния и зоны термического воздействия пучка, при этом осуществляется изменение элементного состава облученной поверхности. Пользуясь возможностью смены энергетических параметров релятивистского импульсного пучка электронов, воздействие пучка на материал можно исследовать как в режиме оплавления, так и в режиме предплавления. Режимы термической обработки подбирают с учетом фазовых и структурных превращений в материале с целью получения необходимого комплекса свойств. В режиме предплавления интенсивный тепловой нагрев не приводит к плавлению поверхностного слоя пластины, а только к его интенсивному нагреву. Целью данной работы было изучение особенностей воздействия релятивистского импульсного пучка электронов на процессы структурообразования в поверхностном слое промышленных матричных алюминиевых сплавов 1201 и 6111 в режиме предплавления.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исходные образцы в виде пластин размером 100×100 мм² и толщиной 3 мм были вырезаны из холоднокатаных листов полуфабрикатов сплавов 6111 и 1201 (без покрытия и термообработки). Химические составы сплавов приведены в таблице. Облучение производилось высокопоточным импульсным пучком релятивистских электронов с плотностью потока энергии на мишени $W \approx 10^9$ Вт/см² (энергия пучка $E_n \approx 0,30$ МэВ, ток $I_n \approx 2000$ А, длительность импульса $\tau_n \approx 5 \cdot 10^{-6}$ с, диаметр пучка $D \approx 3$ см).

Структурные и топографические исследования поверхностных слоев образцов исследуемых сплавов проведены по стандартным методам металлографии с применением оптических микроскопов МБС-9 и МИМ-6. ДюрOMETрические исследования проведены при помощи микротвердомера ПМТ-3М.

Таблица

Сплав	Основные легирующие элементы, входящие в химический состав исследуемых сплавов						
	Массовая доля легирующих элементов, %						
	Mg	Cu	Ti	Si	Zn	Mn	Zr
6111	1,0	0,9	0,1	1,1	0,15	0,4	–
1201	0,02	6,2	0,05	0,05	0,02	0,27	0,2

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1 приведен вид поверхности сплава 1201 облученного в режиме оплавления (а) и в режиме предплавления (б). Как видно из рис.1, при облучении в режиме оплавления на поверхности возникает микрорельеф, тогда как облучение в режиме предплавления не влияет на гладкость поверхности.

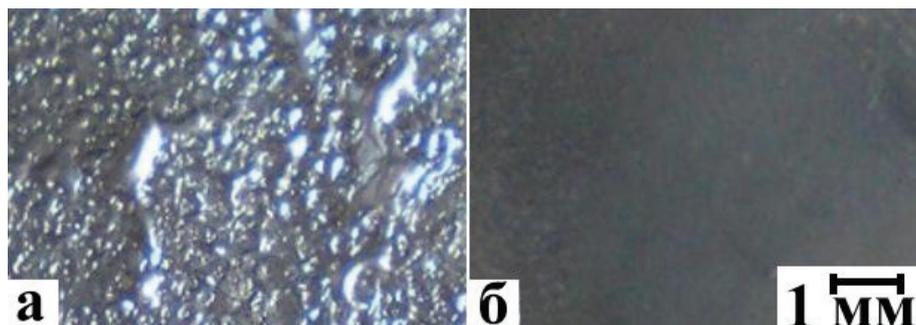


Рис.1. Вид поверхности сплава 1201 облученного в режиме оплавления (а) и в режиме предплавления (б).

Микроструктура образцов сплава 1201 характеризуется такими особенностями. Средний размер зерна \bar{d} равен 20 мкм, при этом зерна в образце равноосны, а в теле и на границах зерен присутствуют скопления интерметаллидных частиц. Из литературы [6] известно, что в сплаве 1201 наряду с основной упрочняющей фазой CuAl_2 могут присутствовать и другие интерметаллиды. Из приведенных выше данных о химическом составе сплава 6111 видно, что основными его легантами являются медь, магний и кремний, которые образует с Al эвтектическую диаграмму состояния. Известно [6], что атомы Mg и Si в алюминиевом твердом растворе стремятся к образованию фазы Mg_2Si . В работах [7,8] в сплавах 6013 и 6061, близких по составу к сплаву 6111, эта фаза была идентифицирована. Также были идентифицированы и частицы чистого Si. Согласно [8] в сплаве 6111 могут присутствовать фазы $\text{Al}_6(\text{Fe}, \text{Mn})$. Хром и марганец вызывают некоторое упрочнение.

В нашем случае использовались такие плотности потока энергии, при которых поверхность сплава нагревается до температуры выше эвтектической, но еще недостаточной для того, чтобы произошло макроскопическое оплавление поверхности. Хотя видимые изменения структуры поверхностного слоя в случае воздействия пучка электронов с указанными выше параметрами не наблюдаются, как показали дюрметрические исследования поверхности образцов, микротвердость, в среднем, в зоне воздействия пучка увеличивается на 25-30 % по сравнению с исходными образцами. Структурные исследования поверхностных слоев образцов сплавов, подвергнутых воздействию пучка электронов, позволили обнаружить некоторые особенности микроструктуры, которые не наблюдаются в исходных образцах изучаемых сплавов (рис. 2).

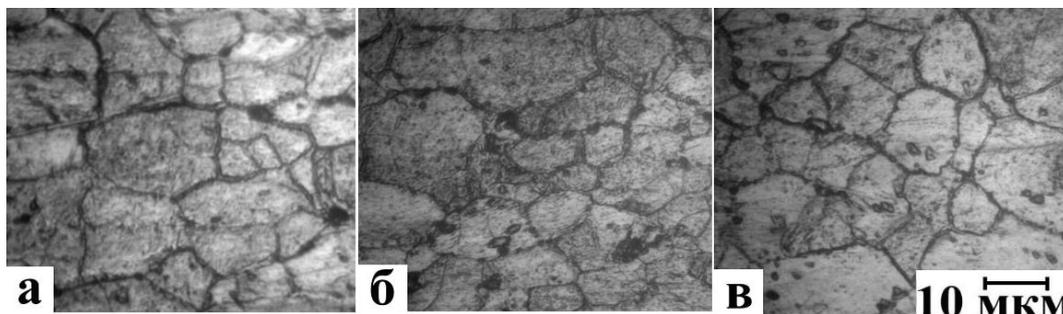


Рис. 2. Вид микроструктуры поверхностного слоя образца в зоне воздействия пучка электронов на разной глубине от поверхности: а) ~25 мкм; б) ~60 мкм; в) ~90 мкм.

Как видно из рис. 2, где приведен ряд микрофотографий структуры поверхностного слоя сплава 6111 в зоне воздействия пучка электронов, наблюдаются закристаллизовавшиеся участки расплава, как вдоль границ зерен, так и в виде отдельных фрагментов внутри исходных зерен. Такие микроструктурные особенности наблюдаются в приповерхностном слое в зоне воздействия пучка вплоть до 100 мкм вглубь образца. Толщина закристаллизовавшихся межзеренных прослоек постепенно уменьшается по мере углубления. На глубине около 100 мкм микроструктура зерен уже сходна с таковой для исходных образцов. Таким образом, очевидно, что хотя макроскопического плавления поверхности образцов не наблюдалось, однако, по-видимому, осуществлялось локальное плавление отдельных объемов микроструктуры поверхностного слоя. В результате этого в поверхностном слое образуется микроструктура, где исходные довольно крупные зерна окружают значительно более мелкие кристаллиты. Схематически такая ситуация приведена на рис.3.

В матричных сплавах системы Al-Mg-Cu-Si в контакте с твердым раствором на основе алюминия может находиться ряд интерметаллидных частиц, таких как Al_2Cu , Al_3Mg_2 , Mg_2Si , Al_2CuMg , Si и др. [6]. Из названных выше фаз Al_2Cu , Al_3Mg_2 и Si образуют с твердым раствором на основе алюминия бинарные эвтектические диаграммы, а фазы Mg_2Si и Al_2CuMg – квазибинарные эвтектические диаграммы. То есть, при наличии в сплаве указанных выше фаз при достижении эвтектической температуры для этих пар на контакте интерметаллидная фаза – α -твердый раствор начнется контактное плавление, сначала для контактирующей пары, имеющей наименьшую эвтектическую температуру, затем для более высокотемпературной эвтектики и т.д.

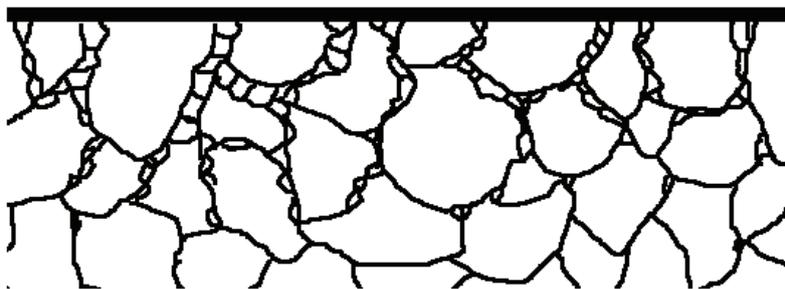


Рис.3. Схема структуры зерен приповерхностного слоя после облучения электронным пучком в режиме предплавления

А теперь рассмотрим, какие эвтектические реакции могли иметь место в условиях такой обработки поверхности сплавов 1201 и 6111. Наиболее низкую точку плавления $T = 723$ К имеет эвтектика $\alpha_{Al} + Al_3Mg_2$. При этой температуре могло бы начаться контактное плавление на межфазной границе матрица (α_{Al}) – включение Al_3Mg_2 . Однако фаза Al_3Mg_2 в этих сплавах находится в очень незначительном количестве, поскольку содержание Mg в сплавах составляет менее 1 %. Главную же роль в этом процессе, по-видимому, играет в обоих сплавах контактное плавление по реакции $Ж \leftrightarrow \alpha_{Al} + Al_2Cu$ при $T = 821$ К. Контактное плавление по реакции $Ж \leftrightarrow \alpha_{Al} + Si$, которое осуществляется при $T = 850$ К, также может играть в этом процессе немаловажную роль, поскольку частицы кремния, по-видимому, присутствуют в тонкой структуре сплава 6111. Могут также осуществляться и более сложные реакции, такие как $Ж \leftrightarrow \alpha_{Al} + Al_3Mg_2 + Al_6Mn$ при температуре $T = 710$ К, реакция $Ж \leftrightarrow \alpha_{Al} + Mg_2Al_3 + Mg_2Si$ при температуре $T = 721$ К, а реакция $Ж \leftrightarrow \alpha_{Al} + Al_2CuMg + Al_2Cu$ при $T = 780$ К. Также при более высокой температуре ($T = 798$ К), может осуществляться еще одна реакция, в результате которой образуется жидкая фаза, а именно тройное эвтектическое превращения $Ж \leftrightarrow \alpha_{Al} + CuAl_2 + Si$. Появление локальных участков жидкой фазы в сплавах может быть связано и с плавлением неравновесных эвтектик, а также с плавлением участков сегрегации легирующих элементов, температура плавления которых ниже, чем для сплава в целом.

Поскольку плавление было частичным, то основа матрицы сохранилась в твердом состоянии и кристаллизация расплава после воздействия пучка осуществлялась со стороны максимального отвода тепла. Подложкой для кристаллизации служили исходные не расплавившиеся зерна алюминиевой матрицы. После такого рода воздействия структура поверхностного слоя становится более дисперсной – наряду с крупными зернами в значительном количестве присутствуют мелкие кристаллиты – следовательно, повышается микротвердость поверхности. Таким образом, обработка поверхности импульсным релятивистским пучком электронов в режиме предплавления происходит при меньшей плотности потока энергии, чем в режиме оплавления и при этом исходная поверхность сохраняется в неискаженном плавлением виде. Такое воздействие дает возможность финишной обработки конструкционных изделий, без применения дальнейших технологических процессов обработки.

ВЫВОДЫ

В зоне воздействия пучка электронов в режиме предплавления получена качественно новая поверхность, для микроструктуры которой характерными элементами являются закристаллизовавшиеся участки расплава, как вдоль границ зерен, так и в виде отдельных фрагментов внутри исходных зерен. Толщина закристаллизовавшихся межзеренных прослоек постепенно уменьшается по мере углубления. Микротвердость такой поверхности, в среднем, увеличивается на 25-30 % по сравнению с исходными образцами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bogdankevich O.V., Rukhadze A.A. . O vozmozhnosti sozdaniya vysokogo davleniya v tverdom tele s pomoshch'yu sil'notochnogo elektronnoy puchka // Pis'ma v ZhETF. - 1971. - T.13. - Vyp.9. - S. 517-519.
2. Machurin E.S. Radiatsionno-termicheskie tekhnologicheskie protsessy obrabotki metallov // VANT, seriya "Radiatsionnaya tekhnika". - 1985. - Vyp.3(31). - S.99-103.
3. Klepikov V.F., Bryukhovetskiy V.V., Poyda A.V., Litvinenko V.V., Poyda V.P., Kivshik V.F., Uvarov V.T. Izmenenie struktury i sverkhplastichnykh svoystv alyuminievyykh splavov vozdeystviem impul'snogo puchka relyativistskikh elektronov // VANT. Seriya "Fizika radiatsionnykh povrezhdeniy i radiatsionnoe materialovedenie". - 2003. - №6 (84). - S.86-88.
4. Neklyudov I.M., Yuferov V.B., Sorokovoj L.G. The powerful pulsed electron beam effect on the metallic surfaces // VANT. Seriya «Yaderno-fizicheskie issledovaniya». - 2001. - №5(39). - R.191-193.
5. Kolyada Yu.E. . Formation of a layered structure of a metal strengthening zone under irradiation with the pulsed high-current electron beam // VANT. Seriya «Yaderno-fizicheskie issledovaniya». - 2001. - №3(38). - S. 184-186.
6. Mondolfo L.F. Struktura i svoystva alyuminievyykh splavov / Per. s angl. M.: Metallurgiya, 1979. - 640s.
7. Troeger L.P., Starke E.A. Jr. Particle-stimulated nucleation of recrystallization for grain-size control and superplasticity in an Al-Mg-Si-Cu alloy // Mater. Sci. and Eng. A. - 2000. - Vol.293. - P.19-29.
8. Kaibyshev R., Musin F., Gromov D. Effect of Cu and Zr additions on the superplastic behavior of 6061 aluminum alloy // Mater. Trans. - 2002. - Vol. 43, №10. - P.2392-2399.

УДК 538.945+537.312.62

ВЛАСНИЙ ПІНІНГ І НАДЛИШКОВА ПРОВІДНІСТЬ МОНОДОМЕННИХ МОНОКРИСТАЛІВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

З.Ф. Назиров, Н.М. Завгородня, Р.В. Вовк, Д.О. Лотник

Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
 Україна 61022 м. Харків-22 пл. Свободи 4
 e-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

Received 30 January 2012, accepted 15 February 2012

В роботі досліджено вплив кута розорієнтації між напрямком постійного магнітного поля $H=15$ кЕ і напрямком базисної аб-площини $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ на температурні залежності надлишкової провідності в області переходів в надпровідний стан роздвійникованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії. Причини появи низькотемпературних "хвостів" (паракогерентних переходів) на резистивних переходах в надпровідний стан аналізуються в рамках моделі реалізації різних режимів фазового стану вихрової матерії.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: надлишкова провідність, монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, дефіцит кисню, пінінг, 2D-3D кросовер, власний пінінг.

СОБСТВЕННЫЙ ПИННИНГ И ИЗБЫТОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МОНОДОМЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

З.Ф. Назиров, Н.М. Завгородня, Р.В. Вовк, Д.О. Лотник

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина
 Украина 61022 г. Харьков-22 пл. Свободы 4

В работе исследовано влияние угла разориєнтации между направлением постоянного магнитного поля $H=15$ кЭ и направлением базисной аб-плоскости $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ на температурные зависимости избыточной проводимости в области переходов в сверхпроводящее состояние раздвійникованных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с малым отклонением от кислородной стехіометрии. Причины появления низькотемпературных «хвостов» (паракогерентных переходов) на резистивных переходах в сверхпроводящее состояние анализируются в рамках модели реалізації различных режимов фазового состояния вихревой матерії.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: избыточная проводимость, монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, дефіцит кислорода, пиннинг, 2D-3D кросовер, собственный пиннинг.

INTRINSIC PINNING AND EXCESS CONDUCTIVITY OF MONODOMAIN $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS

Z.F. Nazyrov, N.M. Zavgorodnya, R.V. Vovk, D.A. Lotnik

V.N. Karazin Kharkov National University,
 4, Svoboda sq., 61022, Kharkiv, Ukraine

In present work the influence of the disorientation angle between the direction of constant field up to 15 kOe and the ab-plane $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ to the temperature dependence of the excess conductivity in the temperature interval of the transition to the superconducting state in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with a small oxygen hypostoichiometry are investigated. Causes of low-temperature "tails" (parakogerentnyh transitions) in the resistive transitions in superconducting state are analyzed in the framework of the implementation of the various regimes of the phase state of vortex matter.

KEY WORDS: excess conductivity, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, oxygen deficiency, pinning, 2D-3D crossover, intrinsic pinning.

Отримання нових функціональних матеріалів з високою струмонесучою здатністю продовжує залишатися однією з актуальних прикладних та фундаментальних задач фізики високотемпературної надпровідності (ВТНП). Важливу роль при цьому відіграє оптимізація дефектного ансамблю [1]. Як відомо [2], мала довжина когерентності ξ і велика глибина проникнення λ призводить до того, що пінінг в ВТНП стає ефективним і на дрібномасштабних дефектах, у тому числі вакансіях кисню [3] і домішках впровадження [4]. При цьому з'ясування ступеня впливу таких дефектів на фазовий стан вихрової матерії часто виявляється ускладненим через присутність у ВТНП-сполуках міжзеренних меж, площин двійникування (МД), кластерних включень і інших дефектів, які, у свою чергу, є досить потужними центрами пінінгу. Істотний вплив має також наявність так званого власного пінінгу, зумовленого шаруватою структурою ВТНП-сполук [3].

У даній роботі наведені результати вимірювань магнітоопору в бездвійникових монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при фіксованому значенні магнітного поля і різних значеннях кута розорієнтації α між вектором магнітного поля і напрямком базисної аб-площини. Використання в якості експериментальних зразків роздвійникованих монокристалів дозволяє виключити вплив міжзеренних меж і МД, а обрана геометрія експерименту - контрольованим чином змінювати внесок власного пінінгу.

При цьому вимірювання резистивних переходів в надпровідний стан дозволяє досліджувати вплив точкових дефектів на фазовий стан і динаміку вихрової матерії за допомогою аналізу флуктуаційних поправок у провідність, які спостерігаються в ВТНП-сполуках при температурах поблизу критичної $T \approx T_c$ [3-5].

© Nazyrov Z.F., Zavgorodniy A.A., Vovk R.V., Lotnik D.A., 2012

Мета роботи - дослідження впливу постійного магнітного поля на власний пінінг і надлишкову провідність монодомених монокристалів YBaCuO з оптимальним вмістом кисню.

МАТЕРІАЛИ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вирощували за розчин-розплавною технологією в золотом тиглі, згідно методики [3]. При насиченні киснем у сполуках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відбувається тетра-орто структурний перехід, який, у свою чергу, призводить до вдвіннювання кристала і мінімізує його пружну енергію. Для отримання бездвійникового зразка кристал роздвійнювали в спеціальній комірці при температурі 420°C і тиску 30-40 ГПа, згідно з методикою, запропонованою в [6]. З метою одержання однорідного контрольованого вмісту кисню, кристал, після роздвійнювання, повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом семи діб при температурі 420°C .

Електричні контакти створювали за стандартною 4-х контактної схемою, шляхом нанесення срібної пасти на поверхню кристала з наступним приєднанням срібних провідників діаметром 0.05 мм і тригодинним відпалюванням при температурі 200°C в атмосфері кисню. Така процедура дозволяла отримати перехідний опір контактів менше одного Ома і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 10 мА в аб-площині. Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури при двох протилежних напрямках транспортного струму для виключення впливу паразитного сигналу. Температуру вимірювали платиновим терморезистором, напругу на зразку та зразковому опорі - нановольметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер. Критичну температуру, визначалася в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області надпровідного переходу.

Магнітне поле до 15 кЕ створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля щодо кристала. Точність орієнтації поля щодо зразка була не гірше $0,2^\circ$. Зразок монтували в вимірювальній комірці таким чином, щоб вектор поля \mathbf{H} завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму \mathbf{j} .

Для дослідження резистивних переходів у надпровідний стан (НП) ми використовували метод Коувель-Фішера [7], основою якого є аналіз величини

$$\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}, \quad (1)$$

де $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ - деяка поправка в провідність, що виникає у провідній підсистемі внаслідок флуктуаційного спаровування носіїв при $T > T_c$ [8] і визначається фазовим станом вихрової матерії при $T < T_c$ [4,5]. Тут $\sigma = \rho^{-1}$ - експериментально вимірюване значення провідності, а $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ - доданок, обчислюваний шляхом екстраполяції високотемпературної лінійної ділянки до області НП-переходу. Припускаючи, що $\Delta\sigma$ розходиться як $\Delta\sigma \sim (T - T_c)^{-\beta}$ при $T \approx T_c$, з похідної (1) випливає, що $\chi^{-1} = \beta^1 (T - T_c)$, де β - деякий показник, що залежить від розмірності і фазового стану флуктуаційної і вихрової підсистем [4, 5, 8]. Таким чином, ідентифікація лінійних температурних ділянок на залежностях $\chi^{-1}(T)$ дозволяє одночасно визначати важливі розмірні показники і характерні температури динамічних фазових переходів у підсистемі надпровідних носіїв.

РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ

На рис.1 показані температурні залежності електроопору в базисній аб-площині $\rho_{ab}(T)$, виміряні при $H=0$ (крива 1) та фіксованому магнітному полі $H = 15$ кЕ при різних кутах $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ (криві 2-9). Як видно з рисунка, при зниженні температури від 300 К, $\rho_{ab}(T)$ зменшується майже лінійно до деякої характерної температури $T^* \approx 180$ К. Нижче цієї температури починається систематичне відхилення експериментальних точок вниз від лінійної залежності, що свідчить про появу надлишкової провідності $\Delta\sigma$, про яку говорилося вище. Згідно з сучасними уявленнями, подібна поведінка залежностей $\rho_{ab}(T)$ при температурах $T \gg T_c$ зумовлена проявом так званої "псевдоціліїної аномалії" (ПЩ), яка більш детально обговорюється нами в [9]. Слід також зазначити, що прикладання магнітного поля і зміна кута α при температурах $T > 1,15 T_c$, в межах похибки експерименту, не впливає на поведінку кривих $\rho_{ab}(T)$, одночасно приводячи до значного розширення безпосередньо надпровідного переходу, порівняно з різким

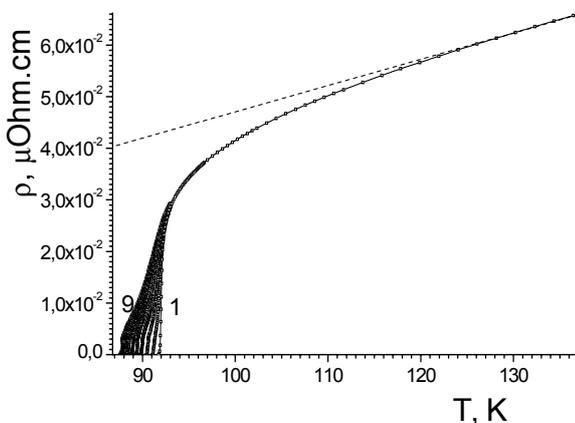


Рис.1. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для $H=0$ (крива 1) і $H=15$ кЕ, отримані при $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$: 0° ; 5° ; 10° ; 20° ; 30° ; 45° ; 60° і 90° - криві 2 - 9, відповідно. Пунктирною лінією на рисунку показана екстраполяція лінійної ділянки.

($\Delta T_c \approx 0,3$ K) переходом, що спостерігається при $H=0$. При цьому видно, що на хвості надпровідних

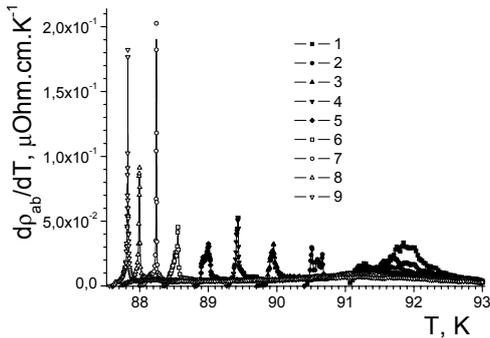


Рис.2. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в координатах $d\rho_{ab}/dT - T$. Позначення кривих відповідає рис.1.

переходів спостерігається різкий "кінк", який також проявляється у вигляді гострого низькотемпературного піку на температурних залежностях похідної $d\rho_{ab}(T)/dT$ (рис. 2). Як видно з рис. 2, пік присутній для всіх значень α , при цьому його висота збільшується в міру зростання величини α . Згідно з [3,4], поява таких особливостей на температурних залежностях $\rho_{ab}(T)$ і $d\rho_{ab}(T)/dT$ свідчить про реалізацію в системі фазового переходу першого роду, що відповідає плавленню вихрової решітки.

На рис. 3 показані резистивні переходи в надпровідний стан в координатах $\chi^{-1} - T$. Видно, що в високотемпературній області НП-переходу у всіх кривих спостерігається досить протягла лінійна ділянка з кутом нахилу $\beta \approx 0,5$, що, згідно з [8], свідчить про реалізацію в системі тривимірного (3D) режиму існування флуктуаційних носіїв. При цьому ділянка, яка відповідає 3D режиму, є істотно нестійкою в магнітному полі, що узгоджується з результатами, отриманими в [3-5]. При подальшому віддаленні від T_c у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення β , що може свідчити про реалізацію в системі 3D-2D кросовера [3,4,8].

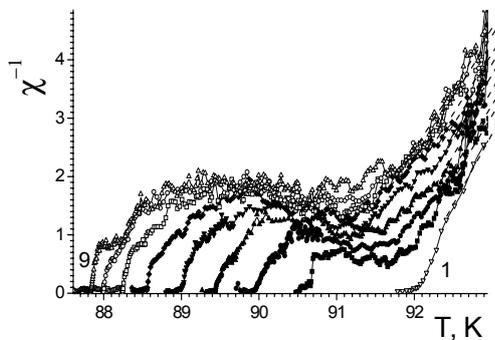


Рис.3. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ у координатах $\chi^{-1} - T$. Позначення кривих відповідає рис.1. Пунктирними лініями на рисунку показана екстраполяція ділянок, що відповідають 3D ФП-режиму.

Прикладання магнітного поля і збільшення кута α призводить до значної трансформації форми НП-переходу, яка виражається в появі додаткового низькотемпературного максимуму, так званого "паракогерентного переходу". При цьому, зміщення такого переходу в бік низьких температур супроводжується значним одночасним зростанням амплітуди і ширини піку по мірі збільшення кута α . Подібна поведінка може бути обумовлено зменшенням, із зростанням α , частки власного піннінгу і, відповідно, зростанням ролі об'ємного піннінгу. Це, у свою чергу, може сприяти переходу від фази впорядкованої вихрової решітки до фази, так званого "вихорового" або "бреггівського" скла, що зумовлено аккомодациєю вихрової системи до хаотичного потенціалу піннінгу. Іншими словами, хаотичний потенціал піннінгу порушує дальній порядок вихрової решітки, тим самим пригнічуючи фазовий перехід першого роду і стимулюючи реалізацію склоподібного стану вихорів. При цьому на резистивних переходах з'являються протягли "хвости", амплітуда яких менше опору в'язкій течії потоку $\rho_{\text{н}}$, що, ймовірно, визначається частковим піннінгом вихрової рідини. У нашому випадку роль такого потенціалу можуть грати кисневі вакансії.

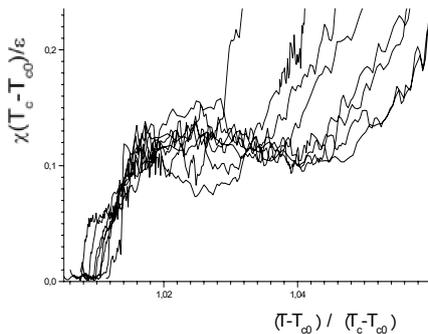


Рис.4. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ у зведених координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$. Позначення кривих відповідає рис.1.

Як було показано в [5], у разі реалізації в системі стану "бреггівського скла" на залежностях $\chi(T)$ повинен спостерігатися скейлінг у зведених координатах $\chi(T_c - T_{c0}) - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$, де T_{c0} - критична температура кінця переходу в паракогерентній області, яка визначається в точці

перетину лінійної ділянки, апроксимуючої, так звану, паракогерентну область, з всією температур, а T_c - температура, що відповідає середньопольовій критичній температурі, яка визначається в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ [3].

На рис.4 показані ці криві, масштабовані як $\chi(T_c - T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$. При цьому ми враховували зміну власного внеску піннінгу зі збільшенням кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, \mathbf{ab})$, за допомогою приведення величини $\chi(T_c - T_{c0})$ з урахуванням параметра анізотропії [2,3] $\epsilon_\alpha = (\sin^2 \alpha + \epsilon^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}$, де $\epsilon = 6 \div 9$. Як видно з рис.4, на експериментальних кривих задовільний скейлінг спостерігається в паракогерентній області при $T < T_M$. При

більш високих температурах розбіг кривих стає істотним, вочевидь внаслідок зростання впливу флуктуаційних ефектів.

ВИСНОВКИ

Таким чином, із усього вищесказаного можна зробити висновок про те, що прикладання постійного магнітного поля до монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ призводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів у надпровідний стан.

Збільшення кута $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$, призводить до одночасного зростання амплітуди і ширини піку, який відповідає цьому переходу, і його зміщенню в область більш низьких температур. Це може бути наслідком зменшення із зростанням α внеску власного піннінгу вихрової підсистеми і посилення ролі об'ємного піннінгу, обумовленого наявністю в структурі експериментального зразка кисневих вакансій. Внаслідок цього, при температурах нижче критичної $T < T_c$, проявляється динамічний фазовий перехід виду вихрова рідина - вихорове "брегтівське" скло.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Chroneos A.I., Goulatis I.L., Vovk R.V. Atomic Scale Models for $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ and $\text{R}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ Compounds (R= Y and Lanthanides) // Acta Chim. Slov. – 2007. – Vol.54. – P. 179-184.
2. Bondarenko A.V., Zavgorodniy A.A., Lotnik D.A., Obolenskii M.A., Vovk R.V. Creep and depinning of vortices in nontwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.87}$ single crystal // Fizika Nizkikh Temperatur. - 2008. - Vol.34. - P. 645-652.
3. Vovk R.V. et. al Effect of small oxygen deficiency on the para-coherent transition and 2D-3D crossover in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals // Journal of Alloys and Compounds. – 2011. – Vol.509. – P.4553–4556.
4. Zavgorodniy A.A., Vovk R.V., Obolenskiy M.A., Samoylov A.V. Magnitosoprotivlenie i 2D-3D krossover v legirovannykh alyuminiem monokristalakh $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{-zAlzO}_7\text{-}\delta$ s sistemoy odnonapravlennykh dvoynikovykh granits // FNT. - 2010. – T.36, №1. - S.143-147.
5. Costa R.M., Riegel I.C., Jurelo A.R., Pimentel J.L.Jr. Coherence transition in polycrystalline $\text{Y}_{0.95}\text{Tb}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2008. - Vol.320. –P. e493-e495.
6. Giapintzakis J., Ginzberg D.M., Han P.D. A method for obtaining single domain superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals // J. Low Temp. Phys. -1989. - Vol.77, №1/2. - P.155-161.
7. Kouvel J.S., Fischer M.E. Detailed Magnetic Behavior of Nickel Near its Curie Point // Phys. Rev. – 1964. -Vol.136. – P. A1626–A1632.
8. Aslamazov L.G., Larkin A.I. Vliyanie fluktuatsiy na svoystva sverkhprovodnikov pri temperaturakh vyshe kriticheskoy // FTT. - 1968. - T.10, №4. -S.1104-1111.
9. Vovk R.V., Obolenskiy M.A., Zavgorodniy A.A., Bondarenko A.V., Gulatis I.L., Chebotaev N.N. Vliyanie pereraspredeleniya labil'nogo kisloroda na psevdoshchelevoe sostoyanie v bezdvoynikovykh monokristallakh $\text{YVa}_2\text{SuzO}_7\text{-kh}$ // FNT. - 2007. - T.33, №8. -S.931-934.

УДК 539.1.074:621.383.523

АМПЛИТУДНЫЕ И СКОРОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОПИКСЕЛЬНЫХ СЧЕТЧИКОВ ФОТОНОВ S10931-050P и S10931-100P ПРОИЗВОДСТВА «НАМАМАТСУ PHOTONICS»

А.В. Дудник^{*,}, Е.В. Курбатов^{*}, Э. Валтонен^{**}**

**Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
 г. Харьков, пл. Свободы, 4, 61022 Украина*

E-mail: Oleksiy.V.Dudnik@univer.kharkov.ua; Eugen.V.Kurbatov@univer.kharkov.ua

***Лаборатория космических исследований, кафедра физики и астрономии
 Университет г. Турку, Турку, Финляндия*

E-mail: aino.valtonen@utu.fi; oleksiy.dudnik@srl.utu.fi

Received 18 January 2012

Представлены результаты изучения амплитудных характеристик выходных сигналов от кремниевых фотоэлектронных умножителей с размерами ячеек $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ и $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ производства «Hamamatsu Photonics К.К.» разными методами. Показано, что эффективность регистрации фотонов кремниевым ФЭУ с большими размерами ячеек имеет более быстрый рост с увеличением напряжений обратных смещений за счет лучшей геометрической эффективности. В то же время динамический диапазон линейной части зависимости выходных амплитуд от перенапряжений для этого ФЭУ гораздо уже, чем у ФЭУ с меньшими размерами ячеек. Представлены рекомендации по выбору рабочих точек напряжений обратного смещения для обоих кремниевых ФЭУ. Измерены максимальные темпы счета ФЭУ при разных интенсивностях падающего света в экспериментах с применением лазерного диода в качестве источника оптических фотонов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: фотоэлектронный умножитель, эффективность регистрации фотонов, однофотоэлектронный режим, операционный усилитель, кремниевый ФЭУ, темп счета, осциллограф, сцинтилляционный детектор.

AMPLITUDE AND COUNT RATE CHARACTERISTICS OF «HAMAMATSU PHOTONICS» MULTI PIXEL PHOTON COUNTERS S10931-050P AND S10931-100P

O.V. Dudnik^{*,}, E.V. Kurbatov^{*}, E. Valtonen^{**}**

**Kharkiv National University named after V.N. Karazin
 Kharkiv, Svobody Square, 4, 61022 Ukraine*

***Space Research Laboratory, Department of Physics and Astronomy
 University of Turku, Turku, Finland*

Results of studies of output signal amplitude characteristics of «Hamamatsu Photonics К.К.» silicon photomultipliers with pixel sizes $50 \times 50 \text{ }\mu\text{m}^2$ and $100 \times 100 \text{ }\mu\text{m}^2$ using various methods are presented. It is shown that the photon detection efficiency of the PM with larger pixel size increases more rapidly with increasing bias voltage due to better geometric efficiency. At the same time the range of overvoltage producing linear output signals for this PM is much narrower than for the PM with smaller pixel size. Recommendations on the choice of operational bias voltages for both silicon PMs are presented. Maximal count rates of the silicon PMs are measured at various light intensities with a laser diode as the source of optical photons.

KEY WORDS: photomultiplier, photon detection efficiency, single photoelectron mode, operational amplifier, silicon PM, count rate, oscilloscope, scintillation detector.

АМПЛІТУДНІ І ШВИДКІСНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ БАГАТОПІКСЕЛЬНИХ ЛІЧИЛЬНИКІВ ФОТОНІВ S10931-050P І S10931-100P ВИРОБНИЦТВА «НАМАМАТСУ PHOTONICS»

О.В. Дудник^{*,}, Є.В. Курбатов^{*}, Е. Валтонен^{**}**

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

***Лабораторія космічних досліджень, кафедра фізики і астрономії
 Університет м. Турку, Турку, Фінляндія*

Представлені результати досліджень амплітудних характеристик вихідних сигналів від кремнієвих фотоелектронних помножувачів з розмірами комірок $50 \times 50 \text{ мкм}^2$ і $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ виробництва «Hamamatsu Photonics К.К.» різними методами. Показано, що ефективність реєстрації фотонів ФЕП з більшими розмірами комірок має більш швидкий темп зростання з підвищенням напруг зворотного зміщення за рахунок кращої геометричної ефективності. У той же час динамічний діапазон лінійної частини залежності вихідних амплітуд від перенапружень для цього ФЕП значно вузьчий, ніж для ФЕП з меншими розмірами комірок. Представлені рекомендації з вибору робочих точок напруг зворотного зміщення для обох кремнієвих ФЕП. Виміряні максимальні темпи рахунку ФЕП при різних інтенсивностях падаючого світла в експериментах з застосуванням лазерного діоду у якості джерела оптичних фотонів.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: фотоелектронний помножувач, ефективність реєстрації фотонів, одно фотоелектронний режим, операційний підсилювач, кремнієвий ФЕП, темп рахунку, осцилограф, сцинтиляційний детектор.

В сцинтиляційних детекторах заряджених частиц високих енергій в качестве фотоприемников в последнее время все чаще применяются полупроводниковые фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Обладая небольшими размерами, весом и значительно меньшими в сравнении с вакуумными ФЭУ напряжениями обратно-

го смещения, они в сочетании со сцинтилляторами дают возможность получить энергетическое разрешение и отношение сигнал-шум очень близкие к параметрам сборки вакуумный ФЭУ—сцинтиллятор. Недавние исследования спектрометрических характеристик малогабаритных сцинтилляционных детекторов кубической формы на основе кристаллов стильбена, паратерфенила, CsI(Tl) и пластмассового сцинтиллятора в сочетании с такими фотоприемниками, как вакуумный и кремниевый ФЭУ (Si-ФЭУ) с числом пикселей 3600, кремниевый PIN фотодиод с активной площадью $5 \times 5 \text{ мм}^2$ фирмы “Hamamatsu Photonics” показали, что Si-ФЭУ можно применять со всеми исследованными типами сцинтилляторов, в том числе и с пластмассовыми, имеющими световой выход на уровне ≈ 5 фотонов/кэВ поглощенной энергии [1].

Новый тип фотоприемников вполне может найти применение в астрономии, физике космических лучей и высоких энергий, биолюминесценции и других направлениях, где необходимы сенсоры сверхслабых и очень коротких вспышек света. Так, в настоящее время активно идут разработка и испытания серии Si-ФЭУ размерами активной площади $1,3 \times 1,3$, 3×3 , и $5 \times 5 \text{ мм}^2$ группами Института физики Макса Планка (Мюнхен, Германия) и Национального исследовательского ядерного университета «Московский инженерно-физический институт» (Москва, Россия) [2] для экспериментов MAGIC (The Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescopes) [3] и EUSO (The Extreme Universe Space Observatory) [4].

Исследованию характеристик кремниевых ФЭУ посвящено множество работ [5-10]. В большинстве работ измерения проводятся при однофотонном режиме включения ФЭУ, когда на высокоскоростном осциллографе четко видны импульсы не только от одной или нескольких одновременно сработавших ячеек, но и послеимпульсы, а также импульсы наводок от соседних сработавших ячеек. Однако для целей сцинтилляционной спектрометрии схема включения может изменяться в зависимости от соотношения длительности импульса от Si-ФЭУ и длительности высвечивания выбранного типа сцинтиллятора. В последнем случае изменяются распределения токов в цепях гасящих резисторов и резисторов цепи напряжения обратного смещения, в результате чего изменяются зависимости коэффициентов усиления и эффективности регистрации фотонов от напряжения обратного смещения.

В данной работе исследуются амплитудные характеристики двух типов Si-ФЭУ – MPPC (Multi Pixel Photon Counter) производства “Hamamatsu Photonics K.K.” [11] S10931-050 и S10931-100 двумя разными методами. Основное внимание уделено выбору конкретных значений перенапряжений для обоих ФЭУ, при которых данные устройства могут быть оптимально применены для исследования однофотозлектронных режимов. Целью работы является также определение максимальных темпов счета Si-ФЭУ при различных уровнях падающих световых потоков с использованием лазерного диода.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ MPPC

Общий вид кремниевых ФЭУ, используемых в данной работе, показан на рис.1. Основные параметры MPPC серии S10931, данные производителем [12], показаны в таблице 1.

Таблица 1.

Основные характеристики MPPC серии S10931 производства “Hamamatsu Photonics”

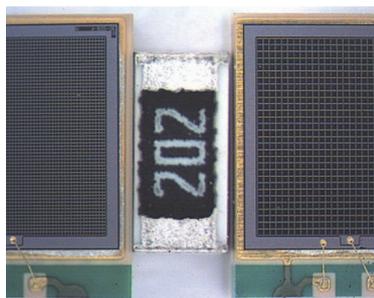


Рис.1. Общий вид MPPC S10931-050P (слева) и S10931-100P (справа), посередине представлен вид SMD-резистора типоразмера 1206 номиналом 2 кОм

Тип Si ФЭУ S10931-	-050P	-100P
Эффективная активная площадь, мм^2	3×3	
Число пикселей	3600	900
Размер 1 пикселя, мкм	50×50	100×100
Область спектральной чувствительности, нм	320 ÷ 900	
Максимум спектральной чувствительности, Нм	440	
Усиление	$7,5 \times 10^5$	$2,4 \times 10^6$
Геометрическая эффективность	61,5	78,5
Эффективность регистрации фотонов P_{DE} на длине волны $\lambda=635 \text{ нм}$	27%	-
Рабочее напряжение, В	70±10	
Рабочий диапазон температур, $^{\circ}\text{C}$	0÷40	

Оба прибора имеют одинаковые размеры, но отличаются количеством ячеек, размерами одной ячейки, коэффициентами усиления и геометрическими эффективностями. Эффективность регистрации фотонов MPPC S10931-050P приведена для длины волны излучения света лазерным диодом, используемым в настоящей работе. Геометрическая эффективность определяется как отношение активной площади пикселя к его общей площади. Максимальная эффективность регистрации составляет не более 51% в диапазоне длин волн $\Delta\lambda = 430-470 \text{ нм}$. Для MPPC S10931-100P зависимость эффективности регистрации фотонов от длины волны производителем не представлена.

ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ДИАПАЗОНОВ ТЕМПОВ СЧЕТА МРПС С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА

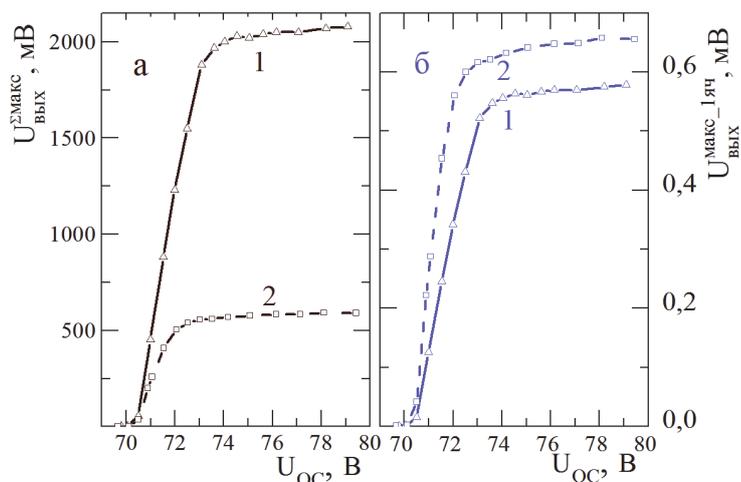


Рис.2. Зависимость максимальных амплитуд сигналов на выходах кремниевых ФЭУ S10931-050P (1) и S10931-100P (2) по результатам измерений с помощью осциллографа (а) ($U_{\text{вых}}^{\Sigma \text{ макс}}$) и в пересчете измеренных величин на одну ячейку (б) ($U_{\text{вых}}^{\text{макс, 1яч}}$)

на все ячейки Si-ФЭУ попадали оптические фотоны от лазерного диода, и, соответственно, все ячейки МРПС принимали участие в формировании выходных сигналов. При этом величины $U_{\text{лд}}$ для обоих Si ФЭУ оказались разными: для S10931-050P $U_{\text{лд}}^{\text{макс}} = 3,75$ В; для S10931-100P эта величина несколько меньше и составляет $U_{\text{лд}}^{\text{макс}} = 3,56$ В. Величины максимальных амплитуд сигналов $U_{\text{вых}}^{\text{макс}}$ измерялись в диапазоне рабочих напряжений обратного смещения, указанных производителем.

Зависимость максимальных амплитуд выходных сигналов на выходах обоих Si ФЭУ от напряжения обратного смещения (рис.2) показывает достаточно узкий диапазон перенапряжений линейного нарастания при выбранных значениях резисторов цепи напряжения обратного смещения ($R_1 = 10$ кОм, $R_2 = 50$ Ом). Для МРПС S10931-050P этот диапазон составляет $\Delta U_{\text{oc}} \approx 2,7$ В, в то время как для МРПС S10931-100P этот диапазон еще уже и составляет $\Delta U_{\text{oc}} \approx 1,7$ В. Как видно из рис.2а, диапазон линейного нарастания амплитуд выходных сигналов для МРПС S10931-050P гораздо шире, чем для МРПС S10931-100P почти в 4 раза. Однако оба этих недостатка Si-ФЭУ с размерами каждого пикселя 100×100 мкм² компенсируются двумя преимуществами: большими значениями геометрической эффективности и коэффициента усиления. В итоге, амплитуда сигнала, полученного от каждой ячейки МРПС S10931-100P выше амплитуды сигнала от ячейки МРПС S10931-050P в $1,13 \div 1,8$ раза (рис.2б). Насыщение максимальных амплитуд выходных сигналов для этого устройства наступает при $U_{\text{oc}} \approx 72$ В за счет большего коэффициента усиления и, очевидно, за счет более быстрого роста эффективности регистрации фотонов $P_{\text{де}}$ при увеличении перенапряжения.

Последнее обстоятельство подтверждается разными наклонами линейных участков кривых в диапазоне $\Delta U_{\text{oc}} \approx 70,5 \dots 72$ В: для МРПС S10931-100P он круче, чем для МРПС S10931-050P. Подобное различие в разных темпах нарастания $P_{\text{де}}$ было отмечено в работе [13], где показано, что кремниевые ФЭУ того же производителя, что и исследуемые в данной работе, с количеством ячеек 100 имеет лучшие величины $P_{\text{де}}$ в сравнении с МРПС, имеющими количество ячеек 400 и 1600. Само же насыщение максимальных выходных сигналов на выходах кремниевых ФЭУ происходит ввиду достижения $P_{\text{де}}$ максимальных значений и невозможности дальнейшей генерации вторичных носителей зарядов в зоне размножения ввиду избранной конструкции ФЭУ.

Рабочими напряжениями обратного смещения для МРПС S10931-050P при его использовании с минимальными искажениями формы выходных сигналов могли бы быть значения второй половины линейного участка кривой 1 на рис.2, где значения коэффициента усиления и $P_{\text{де}}$ максимальны. Однако на этом участке максимальны также и вероятности возникновения перекрестных наводок между ячейками и скорости счета шумовых импульсов [13]. Поэтому, учитывая изначально большие коэффициенты усиления устройств, в качестве рабочих участков можно выбрать напряжения обратного смещения для МРПС S10931-050P $\Delta U_{\text{oc}} \approx 70,7 \dots 72,5$ В; для МРПС S10931-100P $\Delta U_{\text{oc}} \approx 70,7 \dots 71,7$ В.

На рис.3 представлено семейство кривых – зависимостей амплитуд сигналов на выходе МРПС S10931-050P от частоты следования прямоугольных импульсов разной амплитуды, подаваемых на лазерный диод от генератора Г5-67. При этом длительность генераторного импульса оставалась неизменной и составляла $\tau \approx 10$ нс, а напряжение обратного смещения было выбрано $U_{\text{oc}} = 76,01$ В, т.е. на таком участке, когда коэффициент усиления перестал нарастать, а величина $P_{\text{де}}$ незначительно изменялась с ростом U_{oc} . Нижняя штрихпунктирная прямая отражает максимальные значения шумовых импульсов от ФЭУ.

Для измерения амплитуд сигналов на выходе МРПС от лазерного диода в качестве источника фотонов в видимом диапазоне длин волн использовался цифровой осциллограф Tektronix TDS 3014B с полосой пропускания $\Delta f = 100$ МГц. Источником света служил лазерный диод SDL4038-011, излучающий свет в красно-оранжевом цвете. От генератора сигналов Г5-67 на лазерный диод подавались прямоугольные импульсы длительностью $\tau \approx 10$ нс и частотой следования 1 кГц.

В эксперименте по измерению амплитудных характеристик МРПС амплитуда на выходе генератора сигналов подбиралась такой величины $U_{\text{лд}}$, чтобы в результате на выходе обоих МРПС регистрировались максимально возможные амплитуды. Т.е., при увеличении $U_{\text{лд}}^{\text{макс}}$ амплитуда на выходах МРПС более не возрастала. Таким способом

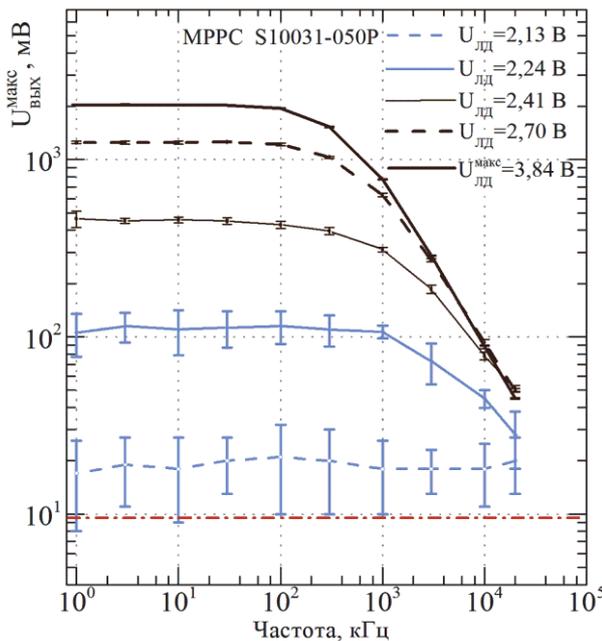


Рис.3. Зависимости амплитуд сигналов на выходе MPPC S10931-050P от частоты следования световых вспышек от лазерного диода для пяти значений амплитуд импульсов с генератора Г5-67.

от максимальных значений при низких частотах следования сигналов.

ОДНОФОТОЭЛЕКТРОННЫЙ РЕЖИВ РАБОТЫ Si-ФЭУ

Зависимости амплитуд от напряжения обратного смещения были получены другим способом без использования источников оптических фотонов. В качестве метода исследований был выбран метод измерения амплитуд сигналов от одного случайно возникшего в чувствительном к оптическим фотонам слое электрона. Причиной появления таких электронов являются тепловая генерация свободных носителей, генерация носителей в сильном электрическом поле или освобождение носителей, захваченных ловушками в запрещенной зоне при прохождении предыдущих разрядов.

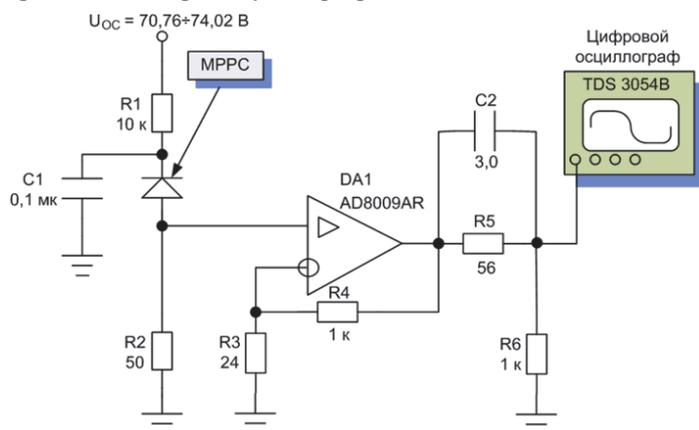


Рис.4. Схема проведения эксперимента по измерению амплитуд сигналов в однофотонном режиме

менно сработавших ячеек, полученные с выходов обоих кремниевых ФЭУ при одинаковых напряжениях смещения $U_{OC} = 73,0$ В. Заметна разница между амплитудами сигналов от одного фотозлектрона в обоих кремниевых ФЭУ: для S10931-100P она выше, чем для S10931-050P. С повышением перенапряжения увеличивается не только амплитуда выходного сигнала, но и число различимых на осциллографе сработавших ячеек. При еще больших перенапряжениях увеличиваются шумы и вероятность появления перекрестных между соседними ячейками наводок, в результате чего число различимых на экране осциллографа одновременно сработавших ячеек уменьшается. Видно также гораздо более длительное время спада однофотонного импульса у ячейки с большими размерами, связанное, очевидно, с большим временем рекомбинации вторичных зарядов, число которых больше, чем у ячейки с размерами $50 \text{ мкм} \times 50 \text{ мкм}$. Ввиду этого MPPC S10931-100P в сборке с одним из

Из рис.3 видно, что при слабых вспышках света от лазерного диода ($U_{ЛД} \leq 2,2$ В) ФЭУ регистрирует их без потерь в амплитуде выходных сигналов при даже очень больших темпах следования световых вспышек, превышающих 10 МГц. Однако при увеличении количества падающих на активную площадь Si-ФЭУ фотонов и участии все большего количества ячеек MPPC в формировании выходного сигнала частотный диапазон регистрации начинает сужаться. На линейном участке роста амплитуд выходных сигналов этот диапазон уменьшается с ~ 20 МГц до ~ 330 кГц на уровне -3 dB от максимальных значений при низких частотах следования сигналов.

Быстрые сцинтилляторы с небольшим световым выходом [1] будут испускать незначительное количество фотонов, соответствующее, скорее всего, семействам кривых с $U_{ЛД} \leq 2,24$ В на рис.3. В таком случае можно оценить граничные частоты темпов счета в случае применения исследуемого MPPC с такими сцинтилляторами, как стильбен, паратерфенил, GSO(Ce) и пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола. Верхняя граничная частота при самых слабых световых вспышках соответствует максимальному значению частоты следования сигналов от генератора импульсов Г5-67 и составляет $f_{\text{макс}} \approx 20$ МГц, нижняя граничная частота для $U_{ЛД} = 2,24$ В составляет $f_{\text{мин}} \approx 2,2$ МГц на уровне -3 dB

На рис.4 показана схема проведения эксперимента по измерению амплитуд в однофотонном режиме в зависимости от напряжения обратного смещения для обоих MPPC. Отличительными особенностями схемы в сравнении со схемой измерений с использованием лазерного диода были ее дополнение усилителем с низкими искажениями DA1 AD8009AR с полосой пропускания $\Delta f = 700$ МГц для малых амплитуд сигналов при коэффициенте усиления $K_y = +2$. Вместо осциллографа Tektronix TDS3014B был использован более широкополосный цифровой осциллограф того же производителя — TDS3054B с полосой пропускания $\Delta f = 500$ МГц.

На рис.5 показаны примеры форм выходных сигналов от одной и нескольких одновременно

быстрых сцинтилляторов будет иметь более низкие значения темпов счета частиц в сравнении с указанными на рис.3.

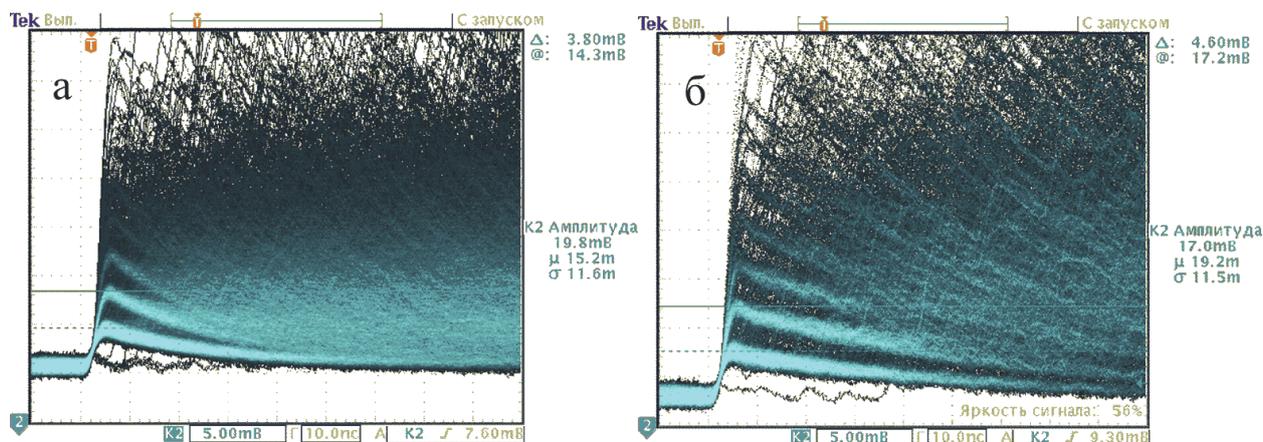


Рис.5. Формы однофотозлектронных и суперпозиций нескольких сигналов, полученные с выходов MPPC S10931-050P (а) и S10931-100P (б) при напряжении обратного смещения: $U_{OC}=73,0$ В.

Из форм, представленных на рис.5, получены усредненные значения амплитуд однофотозлектронных сигналов $U_{ВЫХ}^{OF}$ при разных значениях напряжения обратного смещения путем измерения амплитуд от одной сработавшей ячейки (0-1), разности между амплитудой от двух сработавших ячеек и одной ячейки (1-2), от трех ячеек и двух ячеек (2-3) и т.д. Результаты измерений для MPPC S10931-050P представлены в табл. 2.

Таблица 2.

Результаты измерений амплитуд от одной и суперпозиции нескольких одновременно сработавших ячеек MPPC S10931-050P при разных напряжениях обратного смещения

№ п.п.	$U_{OC}, В$	Амплитуды однофотозлектронных сигналов, мВ					$U_{ВЫХ}^{OF}, мВ$
		0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	
1	71,01	1,68	1,6	-	-	-	1,60
2	71,32	2,48	2,28	-	-	-	2,28
3	71,51	2,92	2,76	2,76	-	-	2,76
4	71,76	3,44	3,32	3,24	-	-	3,28
5	72,03	3,9	3,7	3,7	3,7	3,7	3,7
6	72,31	4,2	4,1	4	4,1	4,1	4,08
7	72,5	4,3	4,2	4,3	4,2	4,1	4,2
8	72,73	4,5	4,4	4,3	4,3	4,3	4,33
9	73,0	4,7	4,5	4,5	4,5	4,5	4,50
10	73,38	4,8	4,5	4,6	4,4	4,5	4,50
11	73,57	4,8	4,7	4,6	4,5	4,5	4,56
12	73,71	4,7	4,7	4,5	4,5	4,5	4,54

На рис. 6 представлены зависимости усредненных значений амплитуд однофотозлектронных сигналов, полученных на выходах обоих кремниевых ФЭУ, от напряжения обратного смещения с учетом предварительного усиления сигналов с помощью широкополосного усилителя с малыми искажениями. На левой шкале оси ОУ показана величина K_{900}^{3600} , представляющая собой отношение амплитуд однофотозлектронных сигналов от MPPC S10931-050P с 3600 ячейками и от MPPC S10931-100P с 900 ячейками.

Так же, как и в случае регистрации максимальных амплитуд сигналов от лазерного источника оптических фотонов (рис.2) наблюдается гораздо более узкий диапазон линейной части зависимости амплитуд сигналов для MPPC S10931-100P от напряжения обратного смещения. Повторяется также более быстрый рост амплитуд с увеличением перенапряжения для Si-ФЭУ с меньшим количеством ячеек и большими размерами каждой из них. Как уже было сказано, это происходит из-за более быстрого роста эффективности регистрации фотонов P_{DE} для MPPC с размерами ячейки 100×100 мкм при увеличении перенапряжения. Зависимость отношений амплитуд однофотозлектронных сигналов K_{900}^{3600} (кривая 3 на рис.6) показывает граничные значения напряжений обратного смещения, при которых рост величины P_{DE} для MPPC S10931-100P прекращается. Однако для MPPC S10931-050P линейный участок увеличения амплитуд все еще продолжается после $U_{OC} \approx 71,7$ В. Учитывая значительную зависимость амплитуд однофотозлектронных сигналов от степени стабильности источника вторичного питания напряжения обратного смещения и узкий диапазон линейной части зависимости амплитуд выходных сигналов от перенапряжения, использование формирующей цепи в схеме рис.4 со значениями

$R1 = 10$ кОм и $R2 = 50$ Ом необходимо преимущественно для исследования однофотонных режимов работы кремниевых ФЭУ.

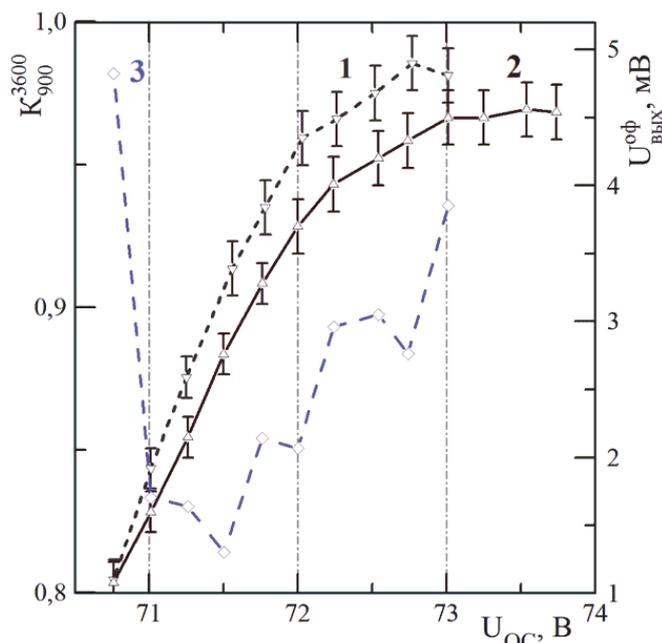


Рис.6. Зависимость усредненных значений амплитуд однофотонных сигналов МРРС S10931-100P (1) и S10931-050P (2) (правая шкала оси OY), и их обратных отношений (3) (левая шкала оси OY), от напряжения обратного смещения U_{OC} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кремниевые фотонные умножители производства «Hamamatsu Photonics» с размерами ячеек 50×50 мкм и 100×100 мкм можно применять для исследования однофотонных сигналов, перекрестного влияния соседних ячеек, послеимпульсов и шумов в достаточно узком диапазоне перенапряжений: для МРРС S10931-050P этот диапазон составляет $\Delta U_{OC} \approx 2,7$ В, для МРРС S10931-100P диапазон еще уже и составляет $\Delta U_{OC} \approx 1,7$ В. Использование многопиксельных счетчиков фотонов со сцинтилляционными детекторами, имеющими короткое время высвечивания, имеет ограничения по максимальным темпам счета. Для электронов, гамма-квантов и легких ионов, имеющих низкую энергию и регистрируемых сцинтилляторами с небольшим световыходом, максимальный темп счета составляет не более 20 МГц. Для тяжелых ядер и других ускоренных до больших энергий частиц, составляющих значительные ионизационные потери в указанных сцинтилляторах, максимальный темп счета составляет не более 2 МГц.

Авторы выражают благодарность кандидату физико-математических наук, старшему научному сотруднику кафедры экспериментальной ядерной физики физико-технического факультета ХНУ имени В.Н. Каразина В.В. Черному и ведущему инженеру Института проблем безопасности АЭС НАН Украины И.Л. Зайцевскому за полезные консультации и помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dudnik O.V., Kurbatov E.V., Tarasov V.A., Andryushenko L.A., Valtonen E. Definition of relative scintillation detector light yields with the usage of vacuum and solid-state photo receivers // The Journal of Kharkiv National University, Physical series: Nuclei, Particles, Fields. – 2010. – Vol.933. – Is.4. – P.49-58.
2. Mirzoyan R., Dolgoshein B., Holl P., et al. SiPM and ADD as advanced detectors for astro-particle physics // Nucl. Instrum. & Methods A. – 2000. – Vol.442. – Is.1-3. – P.187-192.
3. Albert J., Aliu E., Anderhub V. et al. Discovery of VHE gamma-ray emission from 1ES1218+30.4 // Astrophys. Journ. Lett. – 2006. – Vol.642. – №.2. – P.119-122.
4. Teshima M., Lipari P., Santangelo A. EUSO (The Extreme Universe Space Observatory) - Scientific Objective - // Proceedings of 28th ICRC. – Tsukuba. – 2003. – P.1069-1072.
5. Antich P.P., Tsyganov E.N., Malakhov N.A., Sadygov Z.Y. Avalanche photo diode with local negative feedback sensitive to UV, blue and green light // Nucl. Instrum. & Methods A. – 1997. – Vol.389. – Is.3. – P.491-498.
6. Golovin V., Saveliev V. Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation // Nucl. Instrum. & Methods A. – 2004. – Vol.518. – Is.1-2. – P.560-564.
7. Andreev V., Balagura V., Bobchenko B. et al. A high-granularity scintillator calorimeter readout with silicon photomultipliers // Nucl. Instrum. & Methods A. – 2005. – Vol.540. – Is.2-3. – P.368-380.
8. Renker D. Geiger-mode avalanche photodiodes, history, properties and problems // Nucl. Instrum. & Methods A. – 2006. – Vol.567. – Is.1. – P.48-56.
9. Haba J. Status and perspectives of pixilated photon detector (PPD) // Nucl. Instrum. & Methods A. – 2008. – Vol.595. – Is.1. – P.154-160.
10. Korpar S., Krizan P., Pestotnik R. Timing and cross-talk properties of BURLE multi-channel MCP PMTs // Nucl. Instrum. & Methods A. – 2008. – Vol.595. – Is.1. – P.169-172.
11. <http://www.hamamatsu.com>
12. Hamamatsu Photonics K.K. // Multi-Pixel Photon Counter – Brochure, September 2010, http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/high_resolution_mppc_kapd0002e08.pdf
13. Gomi S., Hano H., Iijima T. et al. Development and study of the multi pixel photon counter // Nucl. Instrum. & Methods A. – 2007. – Vol.581. – Is.1-2. – P.427-432.

УДК 548.1:533.9

**ФАКТОРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И РОСТА ЗЕРЕН В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ
3D и 2D СТРУКТУРАХ****В.Г. Кириченко, О.В. Коваленко, В.Н. Леонов***Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Институт высоких технологий
61108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31**E-mail: val_kir48@mail.ru*

Received 20 December 2011

В работе проведено исследование влияния структуры сплавов на основе железа и циркония и двумерной структуры графена на ориентационные соотношения, характеризующие распределение зерен по размерам. Методика определения размера зерен и ориентационных соотношений между препарированными проекциями зерен по данным оптической металлографии с использованием контрольного образца альфа-железа и реального шлифа стали X18Ni10Ti, сплава циркония (3D-структуры) и графена (2D-структура) позволила сделать заключение о преимущественном выделении зерен, подобных многоугольникам Дирихле с суммой внутренних углов в диапазоне $2\pi - 4\pi$ с уменьшением суммы до $(\pi - 2\pi)$ для графена.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: микроструктура, поликристалл, зерно, термомеханическая обработка, распределение, ориентация.

DISTRIBUTION AND GROWTH FACTORS OF POLYCRYSTALLINE GRAINS IN 2D AND 3D STRUCTURES**V.G. Kirichenko, O.V. Kovalenko, V.N. Leonov***Kharkov Karazin National University, High Technology Institute**31 Kurchatov St. Kharkov, 61108, Ukraine*

In this work we study the influence of the alloys structure based on iron and zirconium, and two-dimensional structure of graphene on the orientation relations that characterize the grain size distribution. Method for determination of grain size and orientation relationships between the prepared projections of grains according to the optical metallography using a control sample of alpha-iron and steel Cr18Ni10Ti real thin section, zirconium alloy (3D-structure) and graphene (2D-structure) allowed the leads to the conclusion of a preferential allocation of grains such as polygons with Dirichlet sum of interior angles in the range $2\pi - 4\pi$ with a decrease in the amount up to $(\pi - 2\pi)$ for graphene.

KEY WORDS: microstructure, polycrystal, grain, thermomechanical treatment, distribution, orientation.

ФАКТОРИ РОЗПОДІЛУ І ЗРОСТАННЯ ЗЕРЕН В ПОЛІКРИСТАЛІЧНИХ 3D і 2D СТРУКТУРАХ**В.Г. Кіриченко, О.В. Коваленко, В.М. Леонов***Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Інститут високих технологій**61108, м. Харків, пр. Курчатова, 31*

У роботі проведено дослідження впливу структури сплавів на основі заліза і цирконію та двовимірної структури графену на орієнтаційні співвідношення, що характеризують розподіл зерен за розмірами. Методика визначення розміру зерен та орієнтаційних співвідношень між препарованими проекціями зерен за даними оптичної металографії з використанням контрольного зразка альфа-заліза і реального шліфа сталі X18Ni10Ti, сплаву цирконію (3D-структури) і графена (2D-структура) дозволила зробити висновок про переважне виділення зерен, подібних багатокутникам Дирихле з сумою внутрішніх кутів у діапазоні $2\pi - 4\pi$ із зменшенням суми до $(\pi - 2\pi)$ для графену.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: микроструктура, полікристал, зерно, термомеханічна обробка, розподіл, орієнтація

Значительный интерес представляет широкий круг исследованных метрических, топологических и комбинаторных свойств микроструктуры поликристаллических металлов, сплавов, соединений и минералов. Фундаментальный вопрос состоит в том, насколько характеристики двумерных или одномерных сечений поликристаллических зерен соответствуют восстановленным характеристикам зерен для произвольных поликристаллов твердых тел. Эти проблемы важны и при построении трехмерных структур объектов в ЯМР-томографии [1-4]. Со времен Б. Кавальери [5] обсуждение разнообразных механических и математических проблем, и в частности метод "неделимых" позволило сформулировать принцип Кавальери, состоящий в том, что если пересечь фигуру семейством всех прямых, параллельных заданной, то длины пересечений полностью определяют площадь фигуры. В частности, если у двух фигур эти длины совпадают, то они равновелики. Еще более эффективен принцип Кавальери при анализе объемов тел, например, в компьютерной томографии.

Геометрическая вероятностная феноменология описания фазовых превращений микроструктуры иллюстрируется решением задачи о кристаллизации расплава стали. Кристаллизация расплава стали – это фазовый переход первого рода, протекающий по механизму образования, роста и столкновения зародышей, описываемый сигмовидной кривой "степень превращения – время" [6]. Общность процессов, таким образом, относится к верхней ступени микро-макро иерархии. Результаты работ Джонсона, Мэла и Авраами примерно одинаковы, хотя получены различными методами [7].

Типичный исходный элемент двумерной мозаики – многоугольник, имеющий несколько параметров [4]. Зародышеобразованию соответствует многоугольник Вороного со следующими характеристиками (ρ – плотность зародышей): число узлов многоугольника (n), периметр многоугольника ($p = \rho/4$), площадь многоуголь-

ника ($S = \rho / l$), длина ребра ($l = 3\rho/2$), число ребер, выходящих из узла $30 = n$, суммарная длина ребер, выходящих из типичного узла $\rho / 20 = l$. Среди этих параметров отсутствуют функции распределения зародышей по размерам, геометрическая сумма углов каждого многоугольника в двумерной проекции трехмерных зерен, взаимосвязь распределения суммы углов с размерами зерен.

Целью данной работы является исследование процессов роста зерен в 3D и 2D структурах путем анализа микроструктуры с помощью не применявшихся ранее новых геометрических и статистических факторов. В качестве объектов с различными микроструктурами использовали аустенитную сталь, железо, сплавы циркония (3D структуры) и графен (2D структура).

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Использовали, полученные с помощью оптической (микроскоп МИМ-9) и электронной (микроскоп ЭВМ-100) микроскопии микрофотографии контрольного образца чистого железа (α -феррит) с хорошо разрешенными зернами, реального шлифа стали X18H10T, сплава Zr-0,51%Fe-0,5%Nb (микроскоп ЭМ-200) (рис. 1-3).

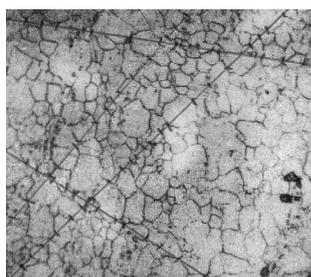


Рис. 1. Микрофотография стали X18H10T (x300)

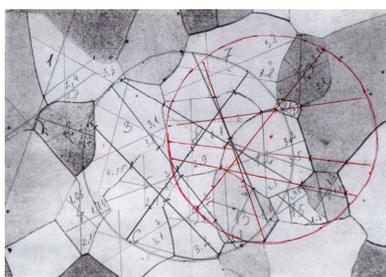


Рис. 2. Микрофотография альфа-железа (x100)

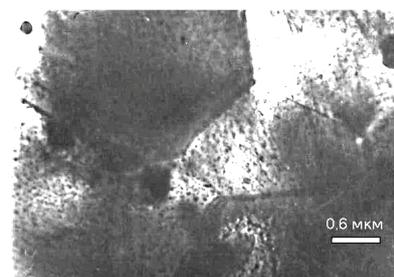


Рис. 3. Микроструктура сплава Zr-0,51%Fe-0,5%Nb

Одна из задач сводилась к созданию простой методики определения размеров зерен по данным оптической металлографии. Полученные результаты приведены в табл. 1, 2. Приведена характеристика метода расчета зерен, величина площади обзорного поля и значения размеров зерен. Видно, что определяемый средний размер зерна зависит от площади обзорного поля, количества зерен на единицу площади и метода расчета.

Таблица 1.

Результаты анализа контрольного образца

Метод	Обзорный участок, мкм	Число целых зерен	Общее число пересеченных границ	Суммарная длина отрезков на шлифе, мкм	Размер зерна, мкм
Метод подсчета пересечения границ	Круг диаметром: 160	3	18	766	42,6
	Круг диаметром: 200	7	21	944	44,95
Интегральный метод подсчета размера всех зерен	Прямоугольник: 300*210	15	—	—	51,3

Таблица 2.

Результаты анализа стали X18H10T

Метод	Обзорный участок, мкм	Общее число пересеченных границ	Суммарная длина отрезков на шлифе, мкм	Размер зерна, мкм
Метод подсчета пересечения границ	Круг диаметром: 276,64	83	1027	12,37
Метод подсчета пересечения границ	Круг диаметром: 199,98	57	753,26	13,22
Метод подсчета пересечения границ	Круг диаметром: 133,32	31	366,63	11,83

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБСУЖДЕНИЕ

Дополнительную информацию о микроструктуре препарированных объектов исследования можно получить, проанализировав зависимость суммы внутренних углов ($\Sigma\alpha$ в единицах π) зерен от размера зерен. Кроме того, можно использовать значения разностей внутренних углов ($\delta\Sigma\alpha$ в единицах π) соседних зерен. Получен-

ные зависимости разности внутренних углов соседних зерен от суммы внутренних углов соответствующих зерен для стали X18H10T и для образца альфа-железа представлены на рис. 5. Из этих данных видно, что значения суммы внутренних углов зерен группируются вокруг значений 2π , 3π и 4π . Разумеется, это не случайное совпадение и связано с процессом роста зерен, которые непрерывно заполняют трехмерное пространство поликристаллического материала. Видно, что наблюдается три, по крайней мере, группы распределения зерен и можно выделить три подобных группы по значениям суммы и разности углов на диаграммах. Возможно, наблюдаемые распределения и зависимости связаны с разбиением двумерного пространства на многоугольники Вороного-Дирихле. Многоугольники Вороного-Дирихле - это двумерные отображения многогранников Вороного-Дирихле, - выпуклой совокупности точек, каждая из которых ближе к данному атому, чем к другим. Многогранники Вороного-Дирихле заполняют пространство структуры без пропусков, как например, изображенные полиэдры Вороного-Дирихле в случае альфа-фазы циркония (рис. 5).

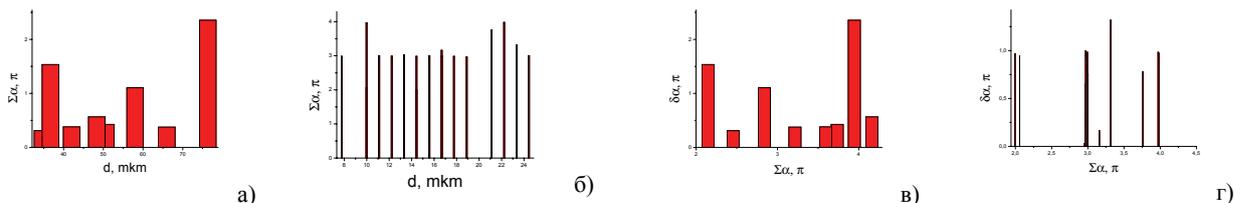


Рис. 4. Распределение суммы внутренних углов зерен для чистого железа (а) и стали (б) по размерам зерен и распределение разности значений суммы углов по сумме внутренних углов для чистого железа (в) и стали (г)

Использование многоугольников Вороного-Дирихле позволяет перекрыть пятью типами многоугольников все двумерное пространство и таким образом описать образующиеся в металлографии двумерные плоские проекции трехмерных выпуклых многогранников Дирихле-Вороного при сечении плоскостями трехмерных скоплений зерен поликристаллических материалов для формирования изображения поверхности исследуемого шлифа. В нашем случае место структурных единиц – центров многоугольников занимают центры кристаллизации растущих зерен. На рис. 6. приведены характерные многоугольники Вороного – Дирихле с указанными ниже значениями суммы внутренних углов.



Рис. 5. Изотропный произвольный поликристалл альфа-фазы циркония (Voronoi mosaic) [8]

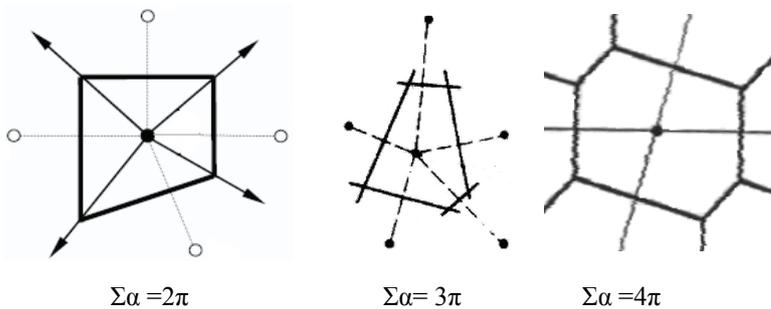


Рис. 6. Некоторые многоугольники Вороного-Дирихле. Внизу приведены значения сумм внутренних углов многоугольников

Расчеты для таких многоугольников дают значения 2π , 3π , 4π (рис. 6), которым примерно соответствуют полученные нами значения близкие к 2π , 3π и 4π и вокруг которых группируются данные по размерам зерен и ориентационным соотношениям соседних зерен для контрольного образца и образца стали X18H10T. Подобные зависимости получены и для микроструктуры шлифов сплавов циркония (рис. 7). В этом случае размер зерен и ориентационные соотношения между соседними зернами группируются вблизи значений 2π .

Таким образом, двумерные сечения зерен представляют собой многоугольники трех типов, основным из которых является многоугольник Вороного-Дирихле с суммой внутренних углов в диапазоне $2\pi - 4\pi$. Подтверждение этому в случае тонких пленок можно найти в [7]. Учитывая то, что место атомов, или структурных единиц в случае анализа микроструктуры зерен поликристаллов занимают геометрические центры кристаллизации или центры зародышей зерен, то полученное в работе приближенное соответствие между наблюдаемой двумерной проекцией зерен на плоскости и сплошным заполнением плоскости многоугольниками Вороного – Дирихле, дает возможность получения новых данных о микроструктуре металлических материалов. Такие данные дают возможность определения факторов отвечающих за согласование метрических и ориентационных соотношений формирующихся зерен в поликристаллах. В процессах роста и зародышеобразования в сплавах фигурируют угловые зависимости энергии поверхностного натяжения, разориентации зерен, углы двойникования. Поэтому обнаруженные угловые зависимости для каждой из групп зерен выделенных в стали X18H10T могут дать дополнительную информацию о структуре и росте зерен. Кроме того, важным является то, что введенные

в работе параметры – сумма внутренних углов многоугольника и разность этой суммы для соседних многоугольников ранее не использовались при анализе многоугольников Вороного-Дирихле.

d, отн.ед.

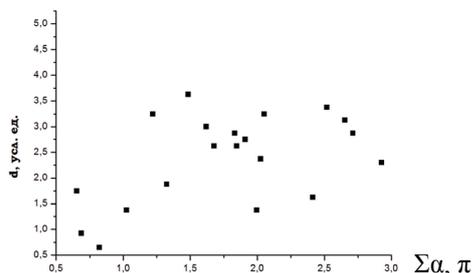


Рис. 7. Взаимосвязь размера зерен сплава циркония с суммой внутренних углов зерен

$\delta\Sigma\alpha, \pi$

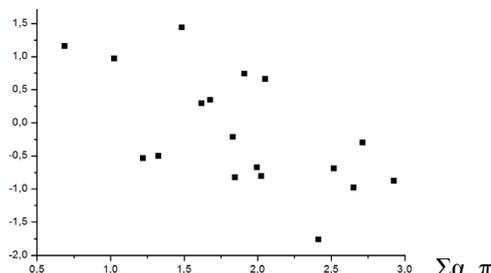
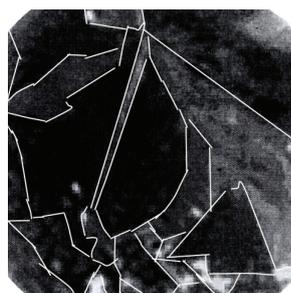


Рис. 8. Взаимосвязь разности суммы углов соседних зерен сплава циркония с суммой внутренних углов зерен

Отметим, что наибольшее число зерен получено с суммой углов 3π , поэтому анализ данных в дальнейшем может определяться именно этим типом зерен и их связью с механическими свойствами.

Наиболее характерной реальной двумерной структурой в настоящее время является графен, формирующийся в виде поликристаллических тонких пленок [9]. На рис. 9–14 представлены результаты проведенного анализа метрических и ориентационных соотношений поликристаллических пленок графена со столбчатой структурой (рис. 9) и близкой к равноосной структуре зерен (рис. 12). Различие в типе микроструктуры (рис. 9,12), возможно, определяет и полученное различие в ориентационных соотношениях между столбчатой структурой с выделенным направлением (рис. 10, 11) и более равноосной структурой (рис. 13,14).



2 мкм

Рис. 9. Микрофотография столбчатой структуры поверхности графена (границы зерен выделены в графическом редакторе)

d, отн.ед.

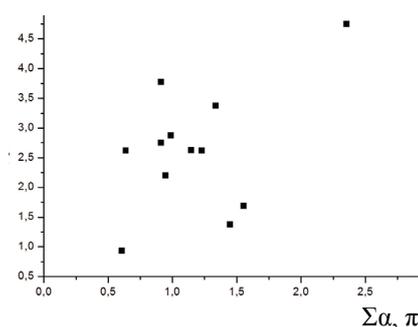


Рис. 10. Взаимосвязь размера зерен графена со столбчатой структурой с суммой внутренних углов зерен

$\delta\Sigma\alpha, \pi$

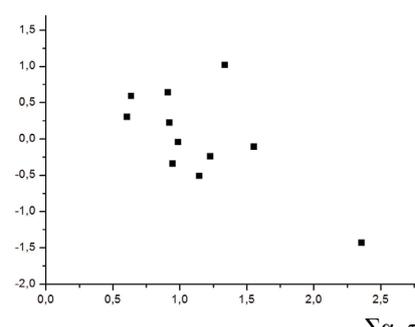
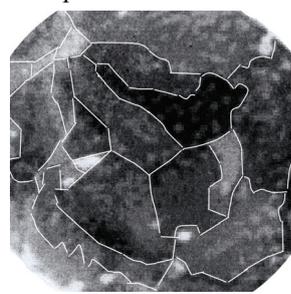


Рис. 11. Взаимосвязь разности суммы углов соседних зерен графена со столбчатой структурой с суммой внутренних углов зерен

Кристаллизация металлических расплавов стали представляет собой фазовый переход первого рода, протекающий по механизму образования, роста и коагуляции зародышей твердой фазы. По такому механизму протекает и рост поликристаллических тонких пленок, в частности графена, особенно при использовании твердофазных химических реакций, например, при получении пленок графена при разложении углеводородов в потоке нейтральных газов на металлической или диэлектрической подложке [10].



2 мкм

Рис. 12. Микрофотография поверхности графена (границы зерен выделены в графическом редакторе)

d, отн.ед.

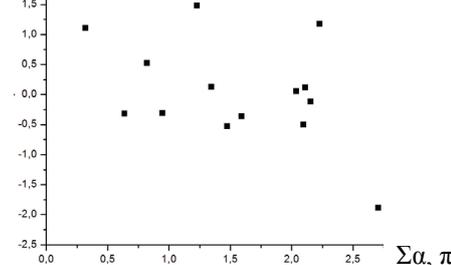


Рис. 13. Взаимосвязь размера зерен сплава циркония с суммой внутренних углов зерен

$\delta\Sigma\alpha, \pi$

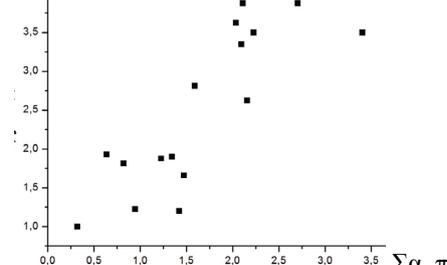


Рис. 14. Взаимосвязь разности суммы углов соседних зерен сплава циркония с суммой внутренних углов зерен

Так, квазидвумерный графен представляет собой совокупность монокристаллических блоков (зерен) с различной ориентацией кристаллографических осей. Простейшими дефектами, нарушающими трансляционную симметрию графена, являются изолированные 5- и 7-угольники. Кроме того, для 3-мерных кристаллов с высокой симметрией имеется 192 различных движения (повороты, инверсионные повороты и отражения в плоскостях), приводящих к закону двойникования. В общем случае, когда два одинаковых кристалла с симметрией куба ориентированы случайно, имеется 2304 различных движения, описывающих их взаимную ориентацию [12]. Эти факты говорят о значительном многообразии ориентационных соотношений в кристаллах с 2D- и 3D-структурой, тем более важны выявленные нами особенности заполнения реального кристаллического пространства с дефектами, как в случае трехмерных структур, так и в случае двумерных структур.

Таким образом, применение общих подходов к анализу трехмерных и двумерных структур с позиций геометрико-ориентационных соотношений позволит найти характерные особенности заполнения кристаллического пространства, как при затвердевании сплавов, так и при формировании поликристаллических двумерных пленок графена.

ВЫВОДЫ

Предложен метод анализа угловых параметров зерен (суммы внутренних углов) и разности углов между соседними зернами в 3D, и 2D-структурах. Показано, что значения углов группируются вокруг дискретных величин 2π , 3π , 4π определяемых заполнением двумерного пространства пятью типами многоугольников Вороного-Дирихле. Разработана методика определения размера зерен по данным оптической металлографии с использованием контрольного образца альфа-железа и реального шлифа стали X18H10T, определяемый размер зерен зависит от размера поля, по которому проводится расчет, и метода расчета. Полученные ориентационные соотношения для плоских проекций 3D-структур (альфа-железо, аустенитная сталь, сплав на основе циркония) и 2D-структуры (графен) близки к геометрико-ориентационным соотношениям, свойственным многоугольникам Вороного-Дирихле.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Putilov A.V. Razrabotki FGUP VNIINM v oblasti nanotekhnologii i nanomaterialov dlya atomnoy otrasli // Rossiyskie nanotekhnologii. - 2007. - Т.2, № 9-10. - С. 6-11.
2. Trudy II Vserossiyskoy nauchnoy shkoly. "Matematicheskie issledovaniya v kristallografii, mineralogii i petrografii" Apatity, 16-17 oktyabrya 2006 g., Apatity, 2006. - 176 s.
3. Trudy IV Vserossiyskoy nauchnoy shkoly "Matematicheskie issledovaniya v kristallografii, mineralogii i petrografii" Apatity, 27-28 oktyabrya 2008 g., g. Apatity, 2008.
4. Korobov A.I. Reaktsii kristallov: vzaimosvyaz' kinetiki i mekhanizma // Visnyk Kharkivs'kogo natsional'nogo universitetu. - Khimiya. - 2004. - № 626.- Vyp. 11 (34).- S.115-154.
5. Kaval'eri B. Geometriya, izlozhennaya novym sposobom pri pomoshchi nedelimyykh nepreryvnogo. Tom I. Osnovy ucheniya o nedelimyykh. - M.-L.: Gostekhizdat, 1940. - Klassiki estestvoznaniya, 422s.
6. Martin Dzh., R. Doerti Stabil'nost' mikrostruktury metallicheskih sistem. - M.: Atomizdat, 1978. - 280 s.
7. Elektronnyy resurs. - Rezhim dostupu: http://pruffle.mit.edu/~ccarter/3.21/Lecture_34/Lecture_34.html
8. Trego G., Gelebart L. et al. Modeling of the mechanical creep-behavior in the alpha+ beta phase of M5® alloy. Режим доступу: http://www.astm.org/COMMIT/Zirc%20Presentations/64_ASTM_2007_poster_TREGO.pdf
9. Elektronnyy resurs. - Rezhim dostupu: http://www.nanometer.ru/2010/01/06/12628068539513_162058.html.
10. Zhou S.Y., Siegel D.A., Fedorov A.V., Lanzara A. Metal to Insulator Transition in Epitaxial Graphene Induced by Molecular Doping // Phys. Rev. Lett. - 2008. - Vol.101(8). - P.086402.
11. Yazyev O.V., Louie S.G. Electron Transport in Polycrystalline Graphene // Nature Mater. - 2010. - Vol.9(10). - P.806-9.
12. Kucherinenko Ya.V. Razbieniya tryekhmernoy sfery i srastaniya kristallicheskih zyeren //Trudy II Vserossiyskoy nauchnoy shkoly «Matematicheskie issledovaniya v kristallografii, mineralogii i petrografii» Apatity, 16-17 oktyabrya 2006 g.- С.61-68.

УДК 621.039.53:533.9

**ВЛИЯНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ
ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ ЦИРКОНИЯ****В.Г. Кириченко, О.В. Коваленко, В.Н. Леонов, С.В. Старостенко, Т.А. Коваленко,
Д.А. Колесников¹***Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
61108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31**E-mail: val_kir48@mail.ru*¹ *Национальный исследовательский университет "БелГУ"*

Received 31 December 2011

Представлены результаты исследования влияния лазерного импульсного (длительностью 50 нс) облучения на структуру поверхностных слоев сплавов циркония. В результате лазерного облучения поверхности циркониевых сплавов формируются аморфные фазы, концентрация включений интерметаллических фаз в поверхностном слое глубиной до 0,3 мкм уменьшается почти вдвое. На поверхности сплавов формируются волновые структуры за счет быстрого застывания жидкого расплава, фронт которого движется с большой скоростью вследствие возможной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца или возникновения кристаллизационных волн на поверхности облученного пятна.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: радиационная стойкость, цирконий, сплавы, поверхность, ионное облучение, аморфизация, кристаллизация.

INFLUENCE OF LASER IRRADIATION ON THE SURFACE STRUCTURE OF ZIRCONIUM ALLOYS**V.G. Kirichenko, O.V. Kovalenko, V.N. Leonov, S.V. Starostenko, T.A. Kovalenko, D.A. Kolesnikov¹***Kharkiv National Karazin University
31 Kurchatov St., Kharkov, 61108, Ukraine*

The results of studying the effect of laser pulse (duration 50 ns) irradiation on the structure of the surface layers of zirconium alloys. As a result of laser irradiation of the zirconium alloys surface are formed amorphous phases, the concentration of inclusions of intermetallic phases in the surface layer depth of 0.3 microns is reduced by almost half. On the surface alloys formed by the wave structure due to the rapid solidification of the liquid melt, whose front is moving at high speed due to possible Kelvin-Helmholtz instability or the occurrence of crystallization waves at the surface irradiated spot.

KEY WORDS: radiation stability, Zirconium, alloys, surface, ion irradiation, amorphisation, crystallization.

**ВПЛИВ ЛАЗЕРНОГО ОПРОМІНЕННЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ ПОВЕРХНІ
СПЛАВІВ ЦИРКОНІЮ****В.Г. Кіріченко, О.В. Коваленко, В.М. Леонов, С.В. Старостенко, Т.О. Коваленко, Д.О. Колесніков¹***Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
61108, Харків, пр. Курчатова, 31*

Представлені результати дослідження впливу лазерного імпульсного (тривалістю 50 нс) опромінення на структуру поверхневих шарів сплавів цирконію. У результаті лазерного опромінення поверхні цирконієвих сплавів формуються аморфні фази, концентрація включень інтерметалевих фаз в поверхневому шарі глибиною до 0,3 мкм зменшується майже вдвічі. На поверхні сплавів формуються хвильові структури за рахунок швидкого застигання рідкого розплаву, фронт якого рухається з великою швидкістю внаслідок можливої нестійкості Кельвіна-Гельмгольца або виникнення кристалізаційних хвиль на поверхні опроміненого плями.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: радіаційна стійкість, цирконій, сплави, поверхня, іонне опромінення, аморфізація, кристалізація.

В ядерной энергетике широко используется цирконий, обладающий низким коэффициентом поглощения тепловых нейтронов, набором оптимальных ядерно-физических и механических свойств [1]. При большом многообразии конструкционных элементов активной зоны ВВЭР-1000 все они характеризуются весьма высоким сопротивлением к радиационному формоизменению. При температурах, характерных для эксплуатации изделий, структура сплава Э635 претерпевает значительные изменения и в матрице сплава после облучения повышается содержание железа и снижается количество ниобия. Крупные выделения являются эффективным стоком для атомов ниобия и олова из матрицы, в то время как железо и цирконий выходят из таких частиц - концентрация этих элементов изменяется в поверхностных слоях выделений по сравнению с их центром. Концентрация радиационно-индуцированных мелкодисперсных частиц в сплаве Э635 значительно меньше, чем у более склонного к радиационному росту сплава Э110 [2]. В связи с этими фактами важной проблемой является нормализация структурно-фазового состава и исходного распределения концентрации компонент интерметаллических выделений в сплавах на основе циркония с добавками ниобия, железа, олова. Кроме штатной термомеханической обработки следует рассматривать и другие возможности обработки поверхности изделий, к которым, в частности относится лазерная обработка. К преимуществам лазерной обработки относятся такие возможности: упрочнение поверхности; создание поверхностного упрочнения значительных площадей без охрупчивания, растрескивания, деформирования, отслаивания; легирование различными элементами с помощью излучения

лазера; получение заданного микрорельефа поверхности; отсутствие деформации обрабатываемых деталей за счет локальности термообработки; исключение финишной обработки; отсутствие механического воздействия на материал.

Целью настоящей работы является изучение микроструктуры интерметаллических фаз при облучении и исследование последовательности фазовых превращений в приповерхностных слоях облученных циркониевых сплавов при последующем термическом отжиге.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для проведения исследования были изготовлены сплавы: Zr-0,31%Fe; Zr-0,31%Fe-M (M = Nb, Sn, Ta). Методика их приготовления описана в [6]. Добавки железа обогащены стабильным изотопом ^{57}Fe . Перед облучением деформированные фольги отжигали в вакууме $1,3 \cdot 10^4$ Па. Использовалась мессбауэровская спектроскопия на ядрах ^{57}Fe и ^{119}Sn , как в геометрии поглощения γ – квантов, так и в геометрии обратного рассеяния с регистрацией электронов внутренней конверсии (МСКЭ). В последнем случае регистрировались электроны внутренней конверсии, испускаемые при резонансном рассеянии мессбауэровских γ – квантов. Импульсное лазерное облучение проводили с помощью лазера АИГ: Nd^{3+} с энергией 4-5 Дж в импульсе длительностью 30-50 нс. Рентгеноспектральный анализ поверхности отожженных образцов сплавов циркония производили на спектрометре «Сameбах MBX 268». Микроструктуру сплавов анализировали с помощью микроскопов JEOL JSM-840 и «Quanta 3D».

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены результаты анализа поверхности отожженного образца сплава Zr-0,31%Fe с помощью мессбауэровской спектроскопии конверсионных электронов для обнаруженных на поверхности сплава интерметаллических включений до и после лазерного облучения одним импульсом.

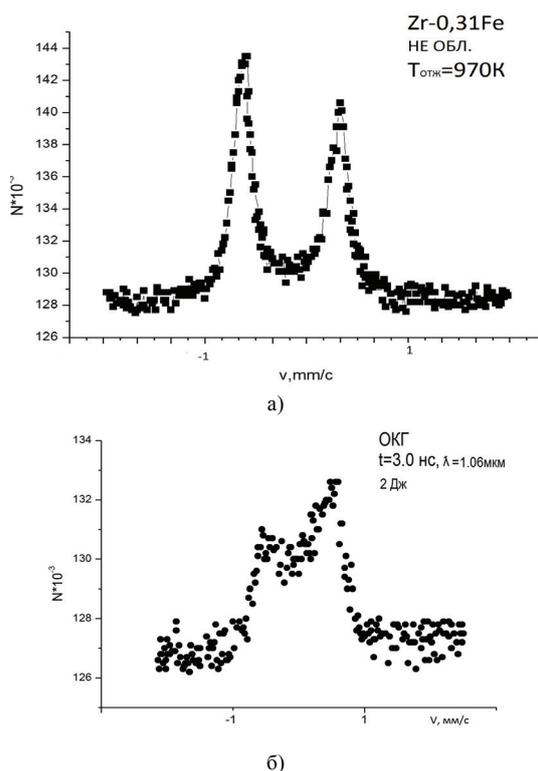


Рис. 1. МСКЭ спектр необлученной стороны фольги сплава Zr-1,03at%Fe после отжига при 970 (а) и спектр облученной лазером стороны фольги сплава Zr-1,03at%Fe (б)

Фаза Zr_3Fe однозначно идентифицирована с помощью мессбауэровской спектроскопии в геометрии обратного рассеяния (рис. 1а). Из сравнения с литературными данными [6] видно, что интерметаллическое включение примерно соответствует составу фазы Zr_3Fe . Термическая обработка сплавов позволяет достигать концентрации атомов-информаторов Fe от 2 до 6,5% в приповерхностном слое по сравнению с 0,3-0,6% в исходном состоянии. На рис. 1б приведен спектр рассеяния поверхности облученного пятна сплава Zr-0,31%Fe. Видно, что интенсивность спектра почти в два раза ниже, чем для отожженного исходного сплава. Это свидетельствует о движении во время действия импульса включений интерметаллических фаз внутрь образца от поверхности в поверхностном слое 0,3 мкм и глубже. Это дает для оценки скорости движения включения во время действия импульса приблизительное значение 0,3-0,5 м/с, причем такие скорости характерны для отрыва металлических капель при эрозии поверхности в условиях импульсного воздействия мощных плазменных потоков [7]. Отметим, что изменение формы спектра после облучения свидетельствует о формировании за время действия импульса аморфной фазы при аморфизации исходной кристаллической фазы Zr_3Fe . Это подтверждается сравнением с литературными данными [6].

На рис. 2 – 6 приведены данные по микроструктуре и фазовому составу поперечного сечения облученного пятна на поверхности циркониевых сплавов.

Фазовый анализ в ряде случаев дает высокие значения содержания углерода и кислорода, что связано с образованием как углеродсодержащей тонкой пленки, образующейся на поверхности сплава при вакуумной и лазерной обработке (на макрофотографии наблюдали цвета побежалости), так и с высокой точностью анализа тонких поверхностных слоев. Напомним, что электронно-ионные сканирующие микроскопы Quanta 3D имеют разрешение 3,5 нм при 35 кВ.

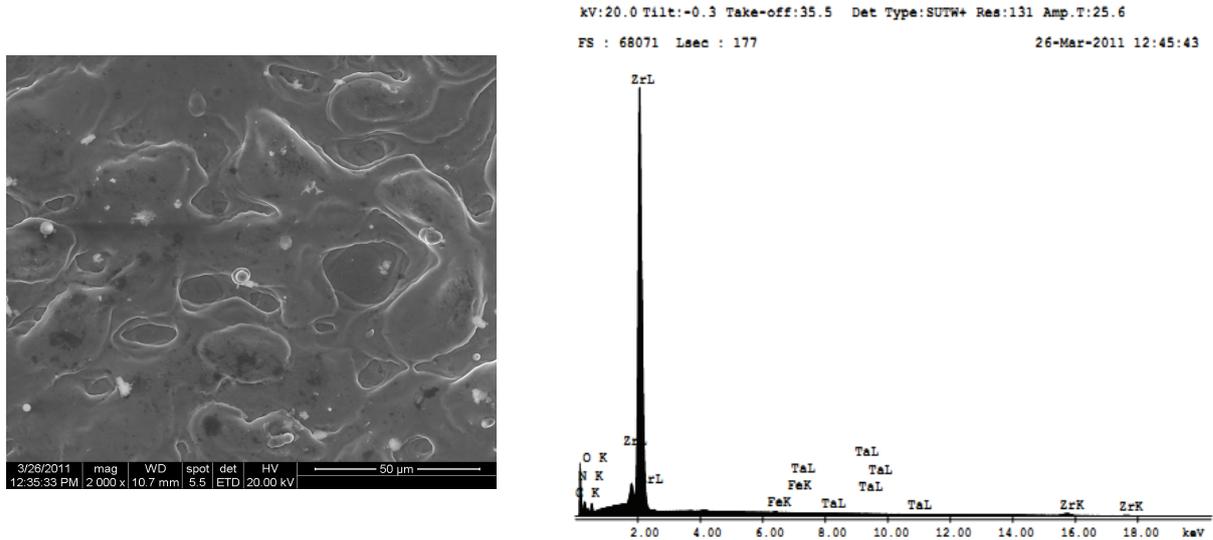


Рис. 2. Микроструктура центральной части облученного пятна (слева) и состав пятна (справа) на поверхности деформированного сплава

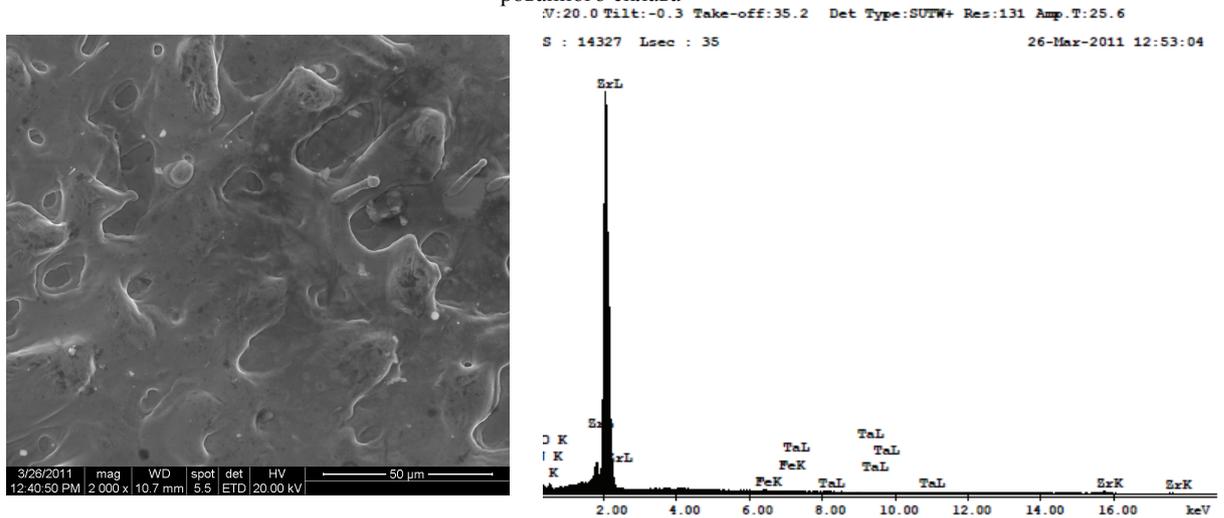


Рис. 3. Микроструктура части облученного лазером пятна на расстоянии 2/3 от центра (слева) и состав поверхности пятна (справа) деформированного сплава

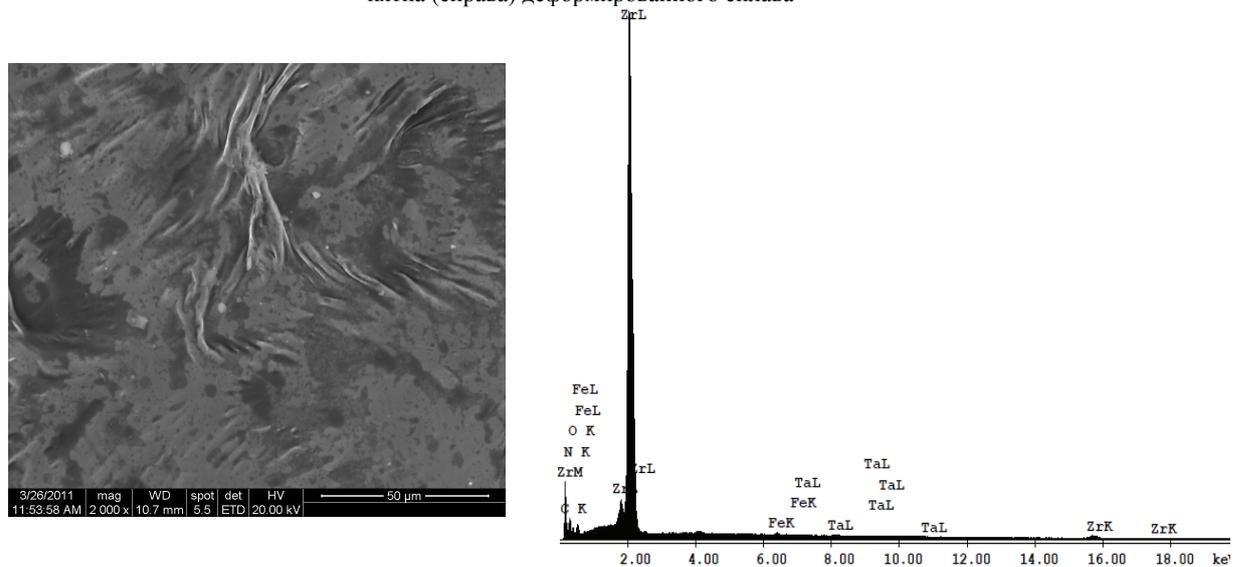


Рис. 4. Микроструктура центральной части облученного лазером пятна (слева) и состав поверхности пятна (справа) отожженного сплава

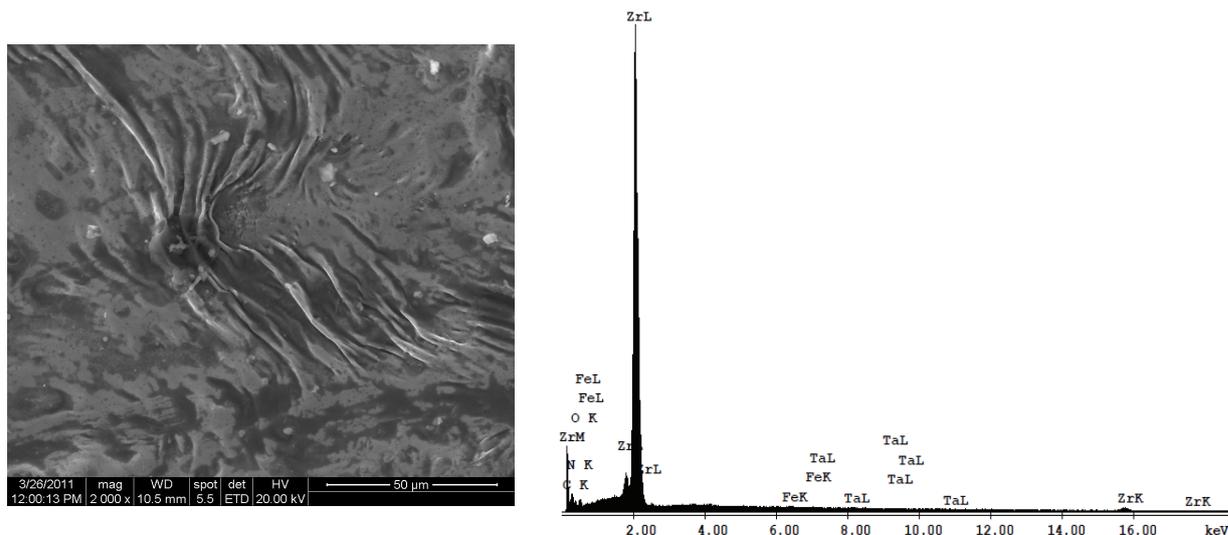


Рис. 5. Микроструктура части облученного лазером пятна на расстоянии 2/3 от центра (слева) и состав поверхности пятна (справа) отожженного сплава

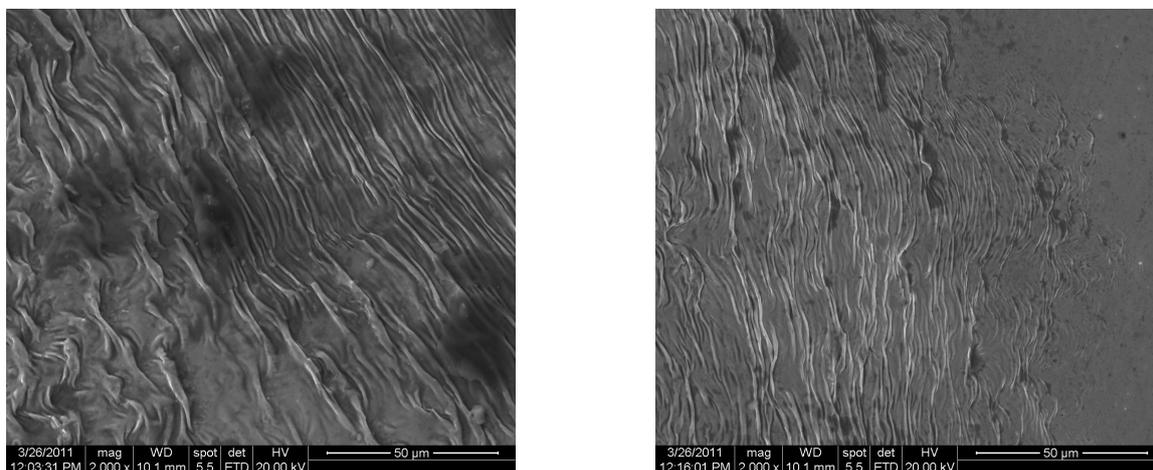


Рис. 6. Микроструктура поверхности облученного участка на краю (слева) и на границе (справа) отожженного сплава

В нашем случае, как и ранее [9] отсутствует изменение веса облученных образцов, что свидетельствует о практически полном отсутствии распыления поверхности. Волновая структура на поверхности сплавов после лазерного импульсного облучения с характерными значениями шага неровностей профиля поверхности свидетельствует о возбуждении капиллярных волн в результате тангенциальной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца на границе расплавленный металл - лазерная плазма. Над поверхностью распространяется сверхбыстрый поток пара и плазмы в приповерхностном слое вдоль расплавленной поверхности облучаемых сплавов от центра к периферии.

Приведенные на рис. 2-6 волновые структуры сложного вида в центральной части облученного пятна отличаются от более упорядоченных структур вблизи края облученного пятна, что обусловлено значительным снижением мощности при распространении оплавленной зоны от центра к краю облученного пятна. На рис. 7 представлены данные зависимости средних значений периода между гребнями соседних волновых образований от расстояния в направлении от центра к краю пятна для отожженного сплава. Простой расчет на основе этих данных дает следующие приблизительные значения скорости распространения волны вдоль поверхности образца $V \approx (0,8-1,0) \cdot 10^3$ м/с. Такие большие значения распространения фронта расплавленной жидкой фазы обусловлены в основном малой длительностью лазерного импульса (50 нс) и совместным действием разных механизмов.

Таким образом, с одной стороны, наблюдаемые после лазерного облучения волновая структура застывшей поверхности является результатом формирования неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Периоды волновых структур на охлажденной поверхности материалов хорошо согласуются с моделью капиллярных волн, возбуждаемых на расплавленной поверхности металлов потоком лазерной плазмы и движения приповерхностного слоя.

Уменьшение периода волновой структуры на поверхности при движении расплавленного фронта к краю облученного пятна связано с более быстрым остыванием расплава по направлению к краям образцов.

С другой стороны, сплавы характеризуются атомно-шероховатыми поверхностями, которым свойственно отсутствие плоских участков. С микроскопической точки зрения атомно-шероховатое состояние характеризуется высокой концентрацией разного рода поверхностных дефектов и осуществляется при достаточно высоких температурах. За счет тепловых флуктуаций, дефекты могут перемещаться по поверхности, объединяться друг с другом, и можно считать, что атомно-шероховатая поверхность представляет собой некую двумерную жидкость, структурными элементами которой являются дефекты. Такая система обладает, по сравнению с равновесной ситуацией, избыточной поверхностной энергией. Поэтому любая неровность поверхности должна «рассасываться» путем кристаллизации и плавления. В конце концов, кристалл принимает равновесную форму, а вся избыточная поверхностная энергия за счет диссипативных процессов переходит в тепло. В случае отсутствия диссипативных процессов избыточная поверхностная энергия, например, при лазерном облучении, может перейти только в кинетическую энергию движения жидкости, кристаллизация и плавление сопровождаются движением жидкой фазы за счет разности плотностей двух фаз. В отсутствие диссипации энергии поверхность не приходит в состояние равновесия. Это значит, что при бездиссипативной кристаллизации любое отклонение формы кристалла от равновесной приводит к возникновению колебаний поверхности. Эти колебания распространяются вдоль поверхности в виде волн, очень похожих на обычные капиллярные волны на поверхности жидкости. Это кристаллизационные волны, поскольку их существование целиком обусловлено периодической кристаллизацией после расплавления [10], и они могут осуществлять продвижение фронта расплава вдоль поверхности сплава.

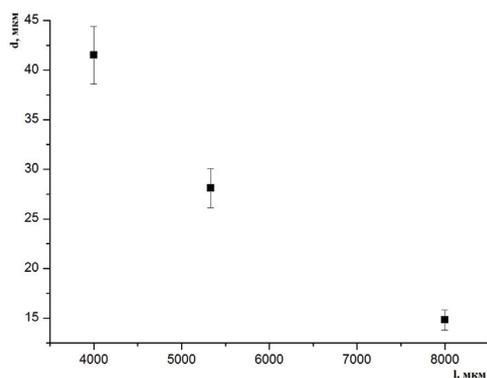


Рис. 7. Зависимости средних значений периода между гребнями соседних волновых образований от расстояния в направлении от центра к краю пятна для отожженного сплава

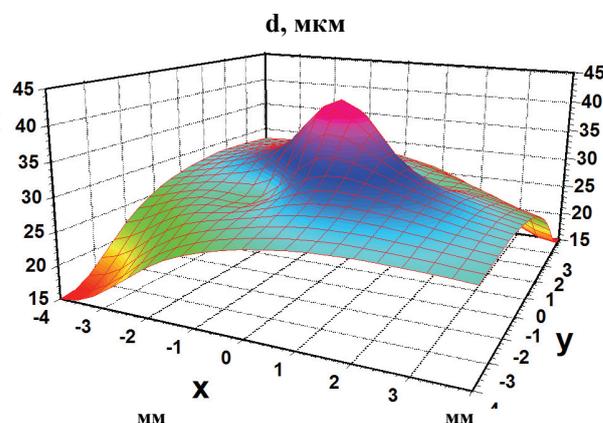


Рис. 8. 3D диаграмма зависимости периода волновой структуры от расстояния по облученному пятну в радиальном направлении

Источником энергии для формирования жидкой фазы является центральная часть лазерного пучка, форму которого можно проиллюстрировать с помощью 3D диаграммы зависимости периода волновой структуры от расстояния по облученному пятну в радиальном направлении (рис. 8). Видно, что основная часть энергии лазерного пучка сосредоточена в луче диаметром около 4 мм, т.е. в два раза меньшем, чем диаметр образовавшегося облученного пятна на поверхности сплава.

Таким образом, становится возможным регулирование, как относительного содержания интерметаллических нанокристаллических фаз в поверхностных слоях сплавов, степени кристалличности этих фаз так и рельефа поверхности за счет проведения лазерного импульсного облучения в различных условиях охлаждения поверхности и объема образцов сплавов.

ВЫВОДЫ

В результате импульсного лазерного облучения поверхности циркониевых сплавов формируются аморфные фазы, концентрация включений интерметаллических фаз в поверхностном слое уменьшается почти вдвое. На поверхности сплавов формируются волновые структуры за счет быстрого застывания жидкого расплава, фронт которого движется с большой скоростью вследствие возможной реализации механизмов тангенциальной неустойчивости Кельвина-Гельмгольца или возникновения кристаллизационных волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V.N. Voevodin *Konstruktivnye materialy yadernoy energetiki - vyzov 21 veka // VANT. Seriya FRP i RM.* – 2007. – Vyp. 2 (90). – S.10-22.
2. G. Kobylansky, A. Novoselov, Z. Ostrovsky, A. Obukhov, V. Shishin, V. Shishov, A. Nikulina, M. Peregud, S. T. Mahmood, D. White, Y-P. Lin, M. Dubecky *Irradiation-induced growth strain and microstructure of recrystallized, cold-worked and quenched alloys Zry-2, NSF and E635. 15th International Symposium on Zirconium in the Nuclear Industry, June 24–28, 2007, Sunriver Resort, Oregon, USA.*

3. I.Ya. Dekhtyar, V.V. Nemoshkalenko, M.M. Tishchenko, O.N. Razumov, N.A. Tomashevskiy Messbauerovskaya konversionnaya spektroskopiya sistemy $Ti-^{57}Fe$ posle lazernogo oblucheniya // *Metallofizika*. - 1983. - №9. - S.140-143.
4. Yu.A. Bykovskiy, V.N. Nevolin, V.Yu. Fominskiy Ionnyaya i lazernaya implantatsiya metallicheskikh materialov. - M.: Energoatomizdat, 1991. – 238 s.
5. S.F. Moryashchev Primenenie lazernoy rezki i svarki v atomnoy promyshlennosti // *Atomnaya tekhnika za rubezhom*. - 1987. - №8. - S.11-16.
6. V.G. Kirichenko, A.I. Kirdin Yaderno-fizicheskoe metallovedenie splavov tsirkoniya // *Visnik Kharkivs'kogo natsional'nogo universitetu. Ser. fizychna "Yadra, chastynky, polya"*. - 2008. - №. 823.- Vyp. 3/39/. - S.25—45.
7. Yu.V. Martynenko, P.G. Moskovkin O kapel'noy erozii metallov pod deystviem sryvov plazmy v tokamakakh // *VANT.Ser. Termoyadernyy sintez*. - 2000. - Vyp.1-№2. - S.65-69.
8. M.G. Gusakov, T.N. Kondratova, M.S. Minazhdinov, A.I. Laryushin O prirode tochechnykh defektov, vznikayushchikh pri impul'snom lazernom obluchenii // *FTP*. - 1991. - T.25, №3. - S. 369-371.
9. V.G. Kirichenko, A.I. Kirdin, T.A. Kovalenko, A.V. Ostapov Vliyanie impul'snogo lazernogo oblucheniya na strukturu poverkhnostnykh sloev tsirkonievyykh splavov // *Visnik Kharkivs'kogo natsional'nogo universitetu. - Ser. fizychna "Yadra, chastynky, polya"*. – 2007. - №.777. – Vyp. 2/34. - S. 41-50.
10. K.O. Keshishev, A.Ya. Rarshin, A.I. Shal'nikov Surface phenomena in quantum crystals // *Soviet Scientific Reviews. Section A: Physics Reviews*. – 1982. - Vol. 4. – P.143.
11. K.O. Keshishev, A.Ya. Parshin, A.V. Babkin Eksperimental'noe obnaruzhenie kristallizatsionnykh voln v He^4 // *Pis'ma v ZhETF*. – 1979. – T.30, vyp.1. – S. 63-67.

УДК 548.1:533.9

**СТРУКТУРА И КОАГУЛЯЦИЯ ДИСПЕРСНЫХ
ОКСИДНЫХ ВКЛЮЧЕНИЙ В АЛЬФА-ЖЕЛЕЗЕ****В.Г. Кириченко, В.Н. Леонов***Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Институт высоких технологий
61108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31
E-mail: val_kir48@mail.ru*

Received 20 January 2012, accepted 20 February 2012

Представлены результаты исследования структуры и фазового состава включений дисперсных оксидных частиц и коагуляции частиц оксидов иттрия, алюминия, циркония в модельной системе на основе карбонильного железа. Обнаруженные частицы оксидов распределены по размерам в широком интервале, элементный анализ по сечению частицы оксида иттрия дает состав $Y_2O_{2.73}$. Полученные распределение элементов и градиента концентрации по сечению комплексного оксида позволило определить характер агломерации частиц в металлической матрице.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: железо, наночастицы, оксиды, иттрий, структура, фазовый состав, коагуляция.

STRUCTURE AND COAGULATION OF DISPERSE OXIDE INCLUSIONS IN THE ALPHA-IRON**V.G. Kirichenko, V.N. Leonov***Kharkov Karazin National University, High Technology Institute
31 Kurchatov St., Kharkov, 61108, Ukraine*

The results of studying the structure and phase composition of dispersed oxide inclusions of particles and coagulation of yttrium, aluminum, zirconium particles oxides, in a model system based on carbonyl iron. The observed oxide particles distributed in size over a wide range and elemental analysis of the cross section of yttrium oxide particles gives $Y_2O_{2.73}$. The resulting distribution of elements and the concentration gradient over the cross section of complex oxide possible to determine the nature of the agglomeration of particles in a metal matrix.

KEY WORDS: iron, nanoparticles, oxide, yttrium, structure, phase composition, coagulation .

СТРУКТУРА І КОАГУЛЯЦІЯ ДИСПЕРСНИХ ОКСИДНИХ ВКЛЮЧЕНЬ У АЛЬФА-ЗАЛІЗІ**В.Г. Кіріченко, В.М. Леонов***Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, Інститут високих технологій
61108, м. Харків, пр. Курчатова, 31*

Представлені результати дослідження структури і фазового складу включень дисперсних оксидних частинок і коагуляції частинок оксидів ітрію, алюмінію, цирконію в модельній системі на основі карбонільного заліза. Виявлені частинки оксидів розподілені за розмірами в широкому інтервалі, елементний аналіз по перетину частки оксиду ітрію дав склад $Y_2O_{2.73}$. Отримані розподіли елементів та градієнта концентрації по перетину комплексного оксиду дозволили визначити характер агломерації частинок в металевій матриці.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: залізо, наночастинки, оксиди, ітрій, структура, фазовий склад, коагуляція.

Создание более совершенных ядерных реакторов требует модернизации конструкционных материалов, так как инновационные материалы являются необходимыми для эффективной работы реакторов поколения GEN-IV [1-6]. Системы GEN-IV нуждаются в высокоэффективных материалах оболочек ТВЭЛов, которые значительно повысят степень выгорания топлива. Дисперсно упрочненные оксидами (ДУО) ферритные стали, являются кандидатами для материалов оболочки, потому что они обладают высокими пределом ползучести и коррозионной стойкостью при температурах, превышающих 600 °С. Так как высокая эффективность изделий из ДУО сталей достигается равномерным распределением с высокой плотностью наночастиц оксида, то фазовая стабильность частиц в процессе работы является необходимым условием. В ферритных сталях, легирующими элементами являются алюминий, титан и цирконий, формирующие комплексные оксиды с оксидом иттрия. Проведенные исследования показали, что ДУО-стали при повышенных температурах ($\leq 700^{\circ}C$) обладают значительно меньшей ползучестью, повышенными прочностью, радиационной и коррозионной стойкостью по сравнению с обычными феррито - мартенситными сталями. Это позволяет рассматривать ДУО-стали в качестве перспективных конструкционных материалов для быстрых реакторов нового поколения и термоядерных установок.

Таким образом, при создании нанодисперсных материалов конструкционного и функционального назначения необходимо учитывать, что эти материалы должны удовлетворять таким требованиям:

- иметь низкую ползучесть при температурах до 970 К и стабильность размеров, долговечность ~9 лет;
- обладать высокой радиационной стойкостью к нейтронному облучению. Доза облучения: ~250 сна;
- обеспечить радиационную стойкость материала оболочки при повышенных характеристиках жаропрочности;
- иметь высокие механические свойства: высокий предел прочности >300 МПа при 970 К, предел длительной прочности >120 МПа за 10 000 ч при 970 К, относительное удлинение >1%;

- обладать высоким сопротивлением коррозии по отношению к теплоносителям при повышенных температурах и иметь химическую совместимость с топливом;
- в контакте с топливом и потоком натрия иметь высокую химическую совместимость.

Для управления характеристиками ДУО-сталей, повышения их стабильности и воспроизводимости свойств необходимо установление механизмов взаимодействия оксидных частиц с дислокациями и другими дефектами, изучение поведения наночастиц на границе раздела частица-матрица, исследование образования нанокластеров и их влияния на процессы деформации.

Наличие легирующих элементов в сталях способно привести к изменению влияния наночастиц на основе оксидов иттрия, алюминия, титана, циркония на свойства сталей за счет взаимодействия нанодисперсных частиц внутри многокомпонентной матрицы с атомами матрицы.

Целью данной работы являлось исследование структуры и фазового состава модельных систем дисперсных оксидных частиц в матрице альфа-железа.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Для приготовления модельных систем методами механического смешивания, прессования и вакуумной плавки использовали высокочистое мелкодисперсное порошковое карбонильное железо и наночастицы (размером 50-100 нм) оксидов иттрия, алюминия и циркония. Металлографический анализ проводили с помощью металлографического оптического микроскопа МИМ-8. Анализ поверхности образцов производили с помощью сканирующего электронного микроскопа JEOL JSM-840 и электронно-ионного сканирующего микроскопа Quanta 3D.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены общий вид микроструктуры с включениями и элементный состав включения в модельной системе «ферритная матрица - альфа-железо» - «частицы оксида иттрия» после сплавления в вакууме.

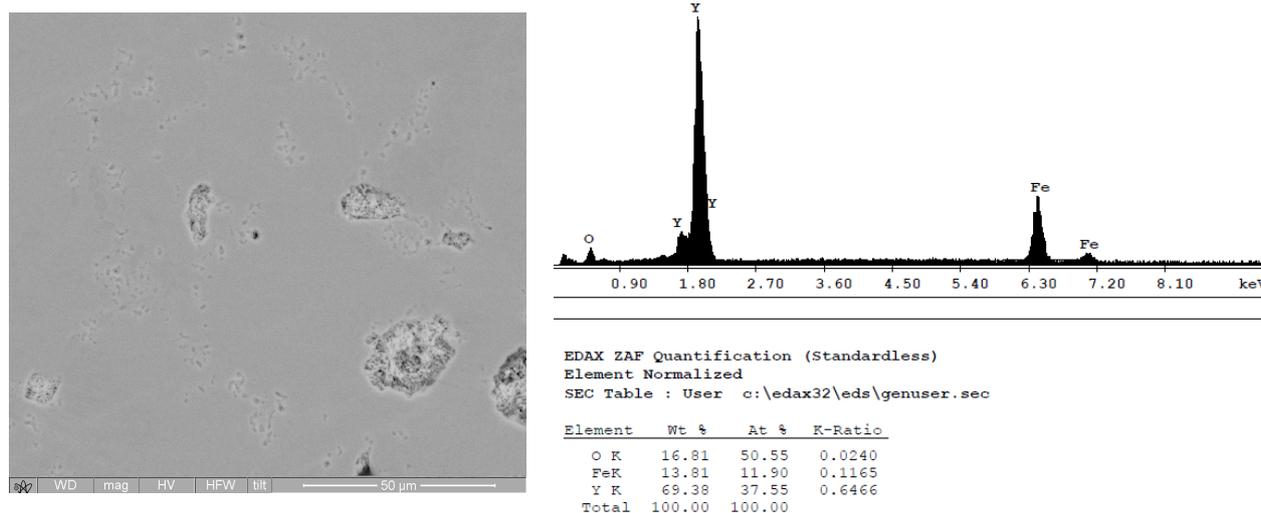


Рис. 1. Микроструктура (слева) и элементный состав (справа) модельной системы «ферритная матрица - альфа-железо» - «частицы оксида иттрия»

Микроструктура системы представлена набором включений оксидов в ферритной матрице в широком размерном диапазоне – от долей и единиц микрон до 10-20 мкм. Наличие кроме наноразмерных включений крупных включений свидетельствует о значительной коагуляции наночастиц при высокой температуре обработки, но подобные процессы агломерации наночастиц при формировании микроструктуры ферритных ДУО сталей могут происходить и при более низких температурах обработки.

Данные по элементному составу включений дают следующую формулу оксида иттрия: $Y_2 O_{2,73}$, что свидетельствует об уходе атомов кислорода либо в пограничный слой включения – матрица, либо в матрицу вследствие высокой подвижности кислорода или восстановительного характера процессов при получении данной системы. Средняя интенсивность спектральных линий связана со средней концентрацией элементов соотношением, характерным для каждого элемента, поэтому в дальнейшем рассмотрении использовался исходный массив экспериментальных данных, характеризующих распределение элементов по поперечному сечению достаточно крупной частицы комплексного оксида (рис. 2). Как видно из рисунка в частице увеличивается концентрация алюминия и иттрия - основных компонент комплексного оксида и уменьшается концентрация железа. Изменение концентрации элементов, кроме элемента матрицы – железа, является достаточно неоднородным. Распределение концентрации железа по сечению включения можно уточнить с помощью построения 3D - диаграммы центральной части включения (рис. 3). Наблюдаемые значения распределения железа по полости включения имеют складчатую структуру, что, по-видимому, связано с наличием границ в комплексном включении между частицами составляющими крупное включение.

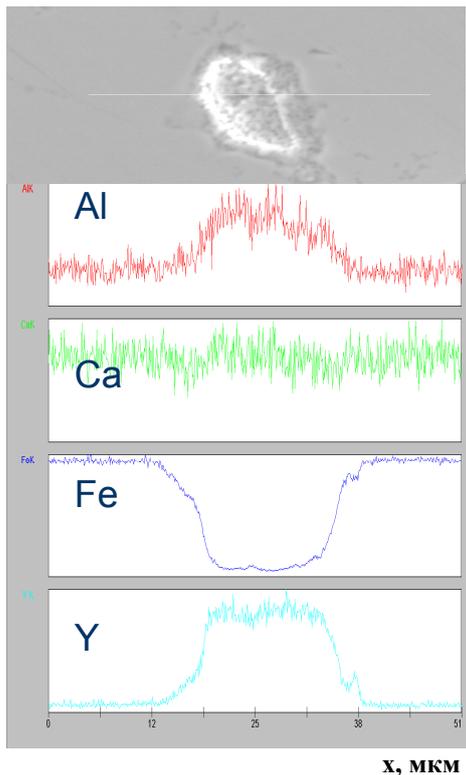


Рис. 2. Распределение элементов по поперечному сечению оксидного включения

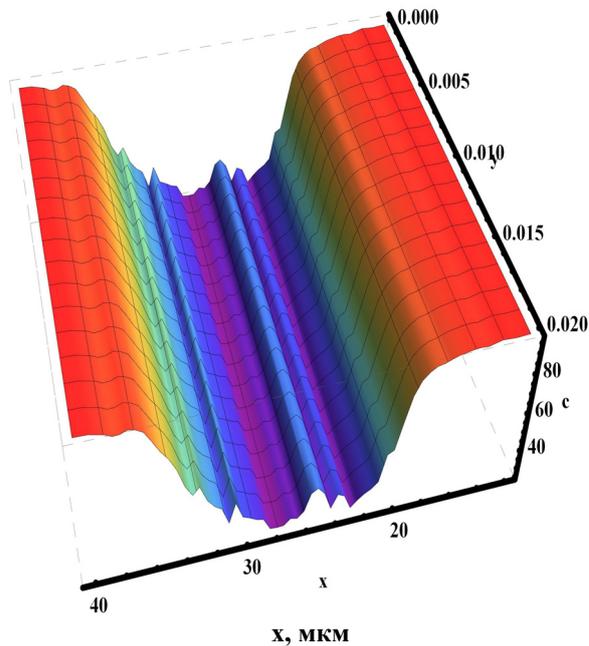


Рис. 3. 3D - диаграмма распределения концентрации железа в центральной части оксидного включения

Характер изменения концентрации элементов по поперечному сечению включения целесообразно уточнить путем определения градиента концентрации по поперечному сечению включения оксида (рис. 4).

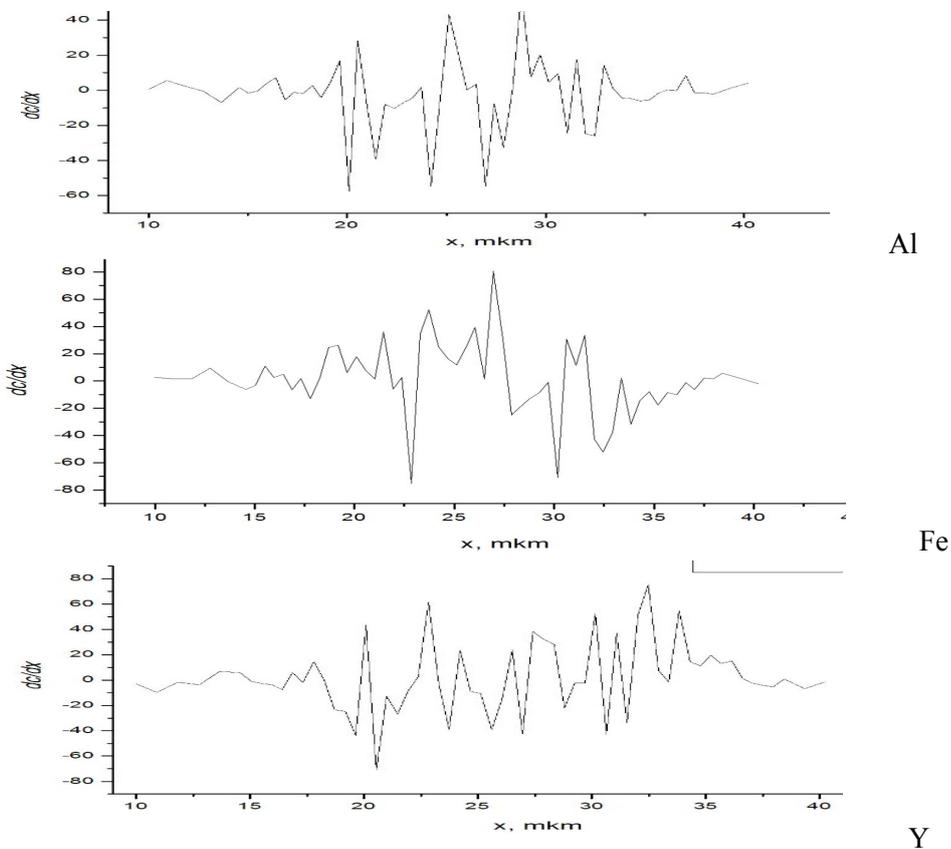


Рис. 4. Производные функций распределения элементов по сечению оксидного включения

Коэффициент диффузии связан с энергией активации по формуле Аррениуса только в простейшем случае, при этом не все параметры можно определить в нашем случае. Поэтому на основе распределения рис. 2 пред-

ставим данные для градиента концентрации элементов по поперечному сечению включения.

В качестве градиента концентрации используем простое соотношение: $dc/dx = c_i - c_j / x_i - x_j$ для пар ближайших точек в распределениях рис. 3. Полученные значения градиента концентрации (рис. 4) имеют резкие пики и разрывы подтверждающие наличие значительного числа мелких частиц в крупном комплексном включении. Повысить точность определения границ наночастиц и определить грубый механизм коагуляции наночастиц по агломерированному включению можно с помощью программной обработки (рис. 5).

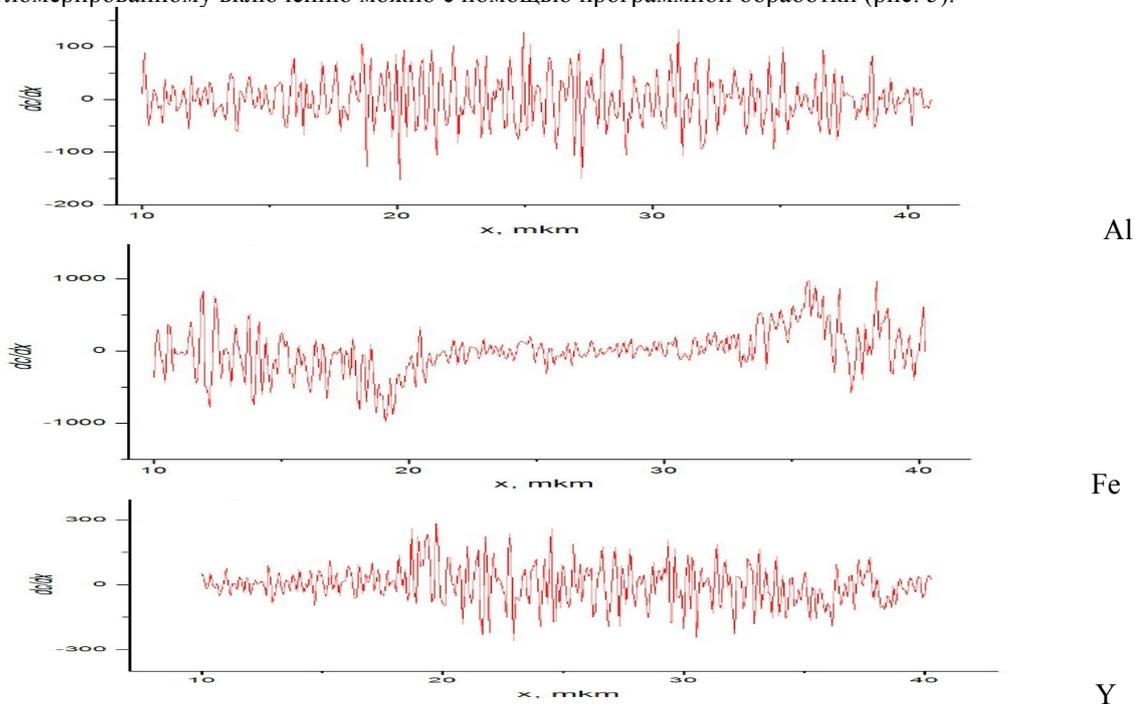


Рис. 5. Уточненные программной обработки градиенты распределения элементов по сечению включения

Уточненные значения градиентов распределения элементов по сечению включения свидетельствуют о симбатном поведении концентраций основного металла матрицы – железа и компонент комплексного оксида по сечению включения, что может говорить об участии атомов железа в процессе агломерации наноксидных частиц (свыше 50) и позволит определить диффузионные параметры компонент в процессе коагуляции частиц.

ВЫВОДЫ

В результате исследования структуры и фазового состава включений дисперсных оксидных частиц и коагуляции частиц комплексных оксидов иттрия и алюминия в модельной системе на основе карбонильного железа обнаружено, что частицы оксидов распределены по размерам в широком интервале, элементный анализ по сечению частицы оксида иттрия дает состав $Y_2O_{2,73}$. Полученные распределения элементов и градиента концентрации по сечению относительно крупного комплексного оксида позволили определить характер агломерации частиц в металлической матрице, обусловленный наличием значительного числа сильно связанных (с участием атомов железа) исходных наноксидных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. I.I. Ivanova, A.N. Demidik Ferritnye dispersno-uprochnennye stali dlya goryachey zony reaktorov na bystrykh neytronakh // Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Seriya: Fizika radiatsionnykh povrezhdeniy i radiatsionnoe materialovedenie. - 2001. - №4(80). - S. 65-68
2. V.S. Ageev, A.A. Nikitina, V.V. Sagaradze, B.V. Safronov, A.P. Chukanov, V.V. Tsvelev Ispol'zovanie metodov metallurgii raspylennykh i bystrozakalennykh poroshkov dlya izgotovleniya obolochek TVElov iz dispersno-uprochnennykh oksidami (DUO) zharoprochnykh ferritno-martensitnykh staley // Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Seriya: Fizika radiatsionnykh povrezhdeniy i radiatsionnoe materialovedenie. - 2007. - №. 2(90). - S. 134-141.
3. T. Okuda, M. Fujiwara Dispersion behaviour of oxide particles in mechanically alloyed ODS steel // Journal of Materials Science Letters. - 1995. - Vol. 14. - P. 1600-1603.
4. D.K.H. Mukhopadhyay, F.F. Roes, D.S. Gelles Development of oxide dispersion strengthened ferritic steel for fusion // J.Nucl.Mat. - 1998. - Vol. 258-263. - P. 1209-1215.
5. N.A. Azarenkov, V.N. Voevodin, V.G. Kirichenko, G.P. Kovtun Perspektivy primeneniya nanostrukturnykh materialov v atomnoy energetike // Visnyk Kharkivs'kogo natsional'nogo universitetu imeni. V.N. Karazina, seriya fizychna "Yadra, chastynky, polya". - 2010. -№887. - Vyp.1(45). - S. 4-24.
6. L. Hsiung, M. Fluss, S. Tumey, J. Marian, A. Kimura, F. Willaime, Y. Serruys Materials Modeling in Nuclear Energy Environment: State of Art and Beyond // SMoRE CRP, PARIS. May 31 to June 4, 2010.

УДК 669.018.045

**ВЛИЯНИЕ ТЕРМООБРАБОТКИ НА КИНЕТИКУ СТАРЕНИЯ ЕСТЕСТВЕННОГО
МИКРОКОМПОЗИТА Al-CuAl₂****В.Е. Семененко, А.А. Касилов, Т.А. Коваленко***Харьковский национальный Университет им. В.Н. Каразина, Институт высоких технологий
61108, г. Харьков, пр. Курчатова, 31
E-mail: akasilov@mail.ru*

Received 1 February 2012, accepted 20 February 2012

Изучено влияние скорости охлаждения сплавов алюминий-медь на характер перераспределения легирующих элементов в матричном твердом растворе. В посткристаллизационный период определены параметры решетки, микротвердость пластинчатого микрокомпозиата. Обсуждаются возможные причины изменения микроструктуры, обусловленные закалкой и последующим старением.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: термообработка, закалка, пластинчатый микрокомпозит, параметр решетки, микротвердость.

ВПЛИВ ТЕРМООБРОБКИ НА КІНЕТИКУ СТАРІННЯ ЕСТЕСТВЕННОГО МІКРОКОМПОЗИТУ Al-CuAl₂**В.Є. Семененко, А.А. Касілов, Т.О. Коваленко***Харківський Національний Університет ім. В.Н. Каразіна, Інститут високих технологій
61108, м. Харків, пр. Курчатова, 31*

Вивчен вплив швидкості охолодження сплавів алюміній-мідь на характер перерозподілу легуючих елементів в матричному твердому розчині. У посткристалізаційний період визначені параметри решітки, мікротвердість пластинчастого мікрокомпозиту. Обговорюються можливі причини зміни мікроструктури, обумовлені гарту і подальшим старінням.

КЛЮЧЕВІ СЛОВА: термообробка, гарт, пластинчастий мікрокомпозит, параметр решітки, мікротвердість.

**INFLUENCE OF HEAT TREATMENT ON KINETICS OF SENESENCE OF THE NATURAL MICROCOMPOSITE OF
Al-CuAl₂****V.Ye. Semenenko, A.A. Kasilov, T.A. Kovalenko***Kharkov Karazin National University, High Technology Institute
31 Kurchatov St., 61108 Kharkov, Ukraine*

The influence of speed of cooling of aluminium-copper alloys on character of redistribution of alloying elements in a matrix solid solution is studied. The parameters of grate, microhardness of lamellar microcomposite are certain in a post-crystallizational period. Possible reasons of change of microstructures, conditioned tempering and discussed.

KEY WORDS: heat treatment, tempering, lamellar microcomposite, lattice parameter, microhardness.

Термическая обработка сплавов, содержащих эвтектику (быстрорежущие стали ледебуритного типа, силумины, керметы, тикады, бораллои), имеют широкий спектр применения [1]. Исследование структуры и свойств естественных микрокомпозиатов (МКМ) квазиэвтектического состава, полученных направленной кристаллизацией в процессе невариантных фазовых превращений, показали высокую структурную стабильность и возможность их использования при гомологических температурах $\sim 0,8-0,85 T_{пл}$ [2]. Улучшение физико-механических свойств МКМ, повышение технологической пластичности жаропрочных конструкционных материалов может быть достигнуто путем их термической обработки, предполагающей закалку с последующим старением [3].

При термическом старении промышленных аустенитных хромоникелевых сплавов, выделяющиеся при распаде пересыщенного матричного твердого раствора фазы (карбонитриды, карбиды, фазы Лавеса, σ -фазы и др.) образуются гетерогенным образом на границе зерен, блоков, дислокациях, предвыделениях. Определенный интерес представляют недостаточно изученные процессы развития поверхности межфазных границ, являющихся потенциальными стоками для радиационных дефектов реакторных материалов, что непосредственно влияют на процессы ползучести, набухания [4].

Обычно режим термической обработки выбирается на основании диаграмм состояния сплавов соответствующей системы с учетом данных о кинетике строения матричного твердого раствора. Такие данные являются результатом исследования распада пересыщенного твердого раствора определенной концентрации без учета влияния второй фазы. Однако, наличие, характер и распределение этой фазы могут оказать существенное влияние на кинетику распада твердого раствора как после направленной кристаллизации в термодинамически равновесных условиях, так и при старении закаленного сплава. Аналогичные данные весьма ограничены [5].

Целью настоящей работы является выбор оптимальных режимов термической обработки направленно закристаллизованных эвтектических сплавов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Сплавы Al-Cu получены направленной кристаллизацией по методу Чохральского при скоростях кристаллизации $R=10-150$ мм/ч, температурном градиенте $G=70-90$ град/см, а также закалкой. Исходные материалы – алюминий чистотой 99,995% и медь – 99,996%. Рентгеноструктурный анализ сплавов проводился на установке УРС-50И, ДРОН-4 с использованием излучения $\text{CuK}\alpha$, микрорентгеноспектральный анализ проводился на MAP-3. Фольги для просмотра в электронном микроскопе УЭМВ-100К приготавливались путем механической полировки до $\sim 0,1$ мм, затем подвергался струйной электрополировке в растворе азотной кислоты и метанола в соотношении 1:3. Измерения микротвердости проводились на приборе ПМТ-3 с контролируемой скоростью нагружения и временем выдержки под нагрузкой. При разной величине диагоналей (d) отпечатка микротвердость вычислялась согласно соотношению $H_{\mu} = 2p/d_{\min}d_{\max}$, где d – нагрузка на индентор.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

Согласно диаграмме состояния системы Al-Cu эвтектика (33 масс.% Cu, 67% масс.% Al) представляет собой α -твердый раствор меди в алюминии и интерметаллического соединения CuAl_2 (θ -фазы). Растворимость меди в алюминии составляет 5,7 масс.% при 548 C^0 и 0,45 масс.% при 300 C^0 , что делает возможным термическую обработку эвтектического сплава.

Обычно, структура сплавов в литом состоянии не соответствует равновесной, определяемой по диаграмме состояния. Чем больше скорость охлаждения расплава при кристаллизации, тем более неравновесная структура затвердевшего слитка. Увеличение скорости охлаждения при кристаллизации приводит к уменьшению содержания легирующих элементов в твердом растворе и, вследствие этого, к увеличению количества β -фазы CuAl_2 кристаллизующейся в составе неравновесной эвтектики. Это положение справедливо, по крайней мере, для скоростей охлаждения, реализуемых при наполнительном литье [6,7]. Определено, что изменение концентрации меди в α твердом растворе, в зависимости от скорости охлаждения при кристаллизации, происходит по кривой с минимумом (рис.1).

Анализ полученных данных показал, что изменение концентрации легирующего элемента в α -фазе описывается S-образной кривой. Положение концентрационного минимума на этих кривых, а также скорости, при которых достигаются C_{α} , равные максимальной равновесной концентрации твердого раствора C_m , определяются содержанием меди в сплаве. Аналогичным образом определяется скорость охлаждения R_b , при которой начинается бездиффузионная кристаллизация (т.е. превращение происходит по схеме $L_k \rightarrow \alpha_k$, где L_k , α_k – состав жидкости и твердого раствора, соответственно). В сплаве Al+10% Cu достижение пересыщения возможно при охлаждении со скоростями в несколько десятков тысяч градусов в сек. На рис. 2 показано изменение концентрации меди в α твердом растворе алюминия сплава Al+6% Cu от скорости охлаждения при кристаллизации. Полученные данные использованы при выборе оптимальных условий закалки сплавов Al-Cu.

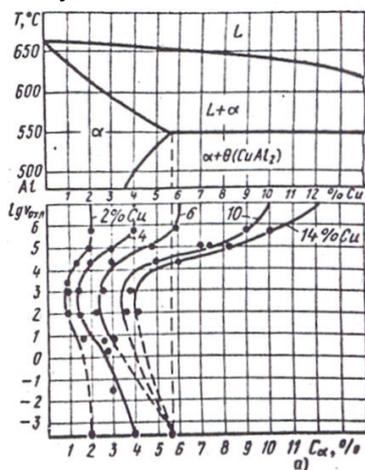


Рис. 1 Зависимость содержания меди в α твердом растворе от скорости охлаждения при затвердевании сплавов алюминий-медь

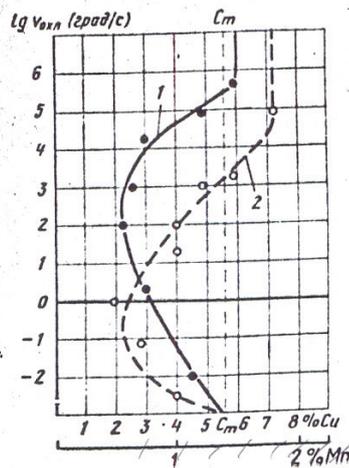


Рис. 2 Измерение концентрации меди в α твердом растворе сплава Al+6 масс.% Cu

Микроструктура направленно закристаллизованного сплава Al-Cu Al_2 представляет собой пластинчатый микрокомпозит с регулярной, пространственно упорядоченной структурой (рис. 3). Дисперсность (λ) микроструктуры определяется скоростью кристаллизации R согласно соотношению $\lambda = A \cdot R^{-0.5}$, где A – константа. Рентгеноструктурный анализ микрокомпозита указывает на наличие острой текстуры твердого раствора. На рентгенограмме, снятой с продольного шлифа, присутствует интенсивная линия (111) Al и серия линий интерметаллида CuAl_2 , наиболее интенсивной из которых является линия (121). Текстура сплава такова, что плоскость (111), параллельная поверхности раздела и плоскости (121) фазы CuAl_2 , устанавливается параллельно направлению роста. Сильная текстурированность делает невозможным рентгеноструктурный

анализ тонкой структуры составляющих сплава, поэтому дополнительно проведены электронно-микроскопические исследования.

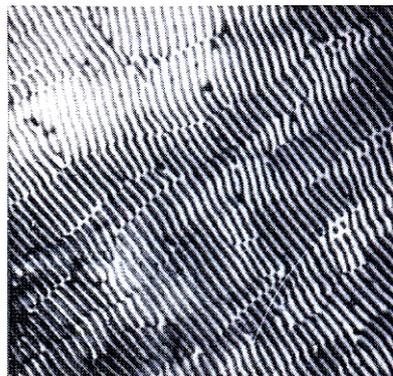


Рис. 3. Структура микрокомпозита Al-CuAl₂, R=120 мм/ч, попер. сеч. увеличение х600

Величина параметра кристаллической решетки матрицы свидетельствует о малой пересыщенности его атомами меди ($a=4,049$ Å), что возможно только в случае интенсивного распада твердого раствора в процессе охлаждения сплава в посткристаллизационный период. Можно предложить, что обеднение твердого раствора атомами меди связано с миграцией их к пластинам CuAl₂, играющих роль подложки для эпитаксиального зарождения фазы с последующим её ростом на этих пластинах, аналогично [7]. Последнее приводит к утолщению ($\delta_{\text{нк}}$) пластин CuAl₂ в направленно закристаллизованном сплаве, что подтверждается данными металлографического анализа образца в литом и термообработанном состоянии.

Термическая обработка сплава предполагает его закалку с последующим старением, для выбора оптимального режима которого была исследована кинетика старения сплава при 150 и 200 °С. На рис. 4 приведены данные по изменению параметра (a) кристаллической решетки матрицы и твердости сплава в процессе старения. Обнаружено, что закалка сплава сопровождается резким уменьшением параметра кристаллической решетки вследствие обогащения α твердого раствора медью. В дальнейшем, по мере распада пересыщенного твердого раствора, фиксируемого закалкой, параметр кристаллической решетки увеличивается, приближаясь по величине к параметру решетки чистого алюминия. Особенности структуры направленно закристаллизованного сплава не позволяет вести измерение параметра по нескольким дифракционным линиям и линиям с большой суммой квадратов индексов, как этого требуют прецизионные методы определения параметра.

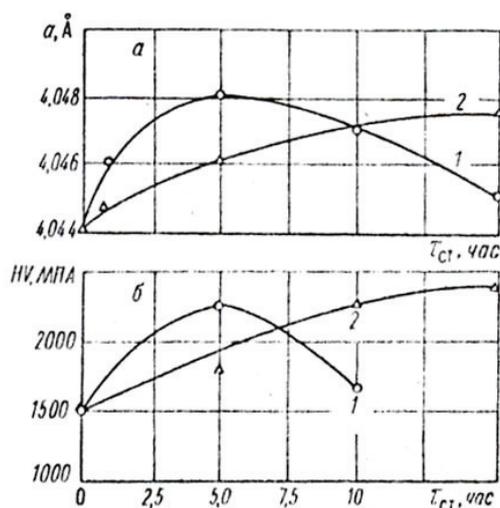


Рис. 4. Изменение параметра кристаллической решетки (а) и твердости (б) α твердого раствора при старении микрокомпозита Al-CuAl₂ (1 – 200 °С, 2 – 150 °С)

Поэтому расчет параметра проводился по линии (311) твердого раствора с углом отражения 40°. Положение максимума линии устанавливали по распределению интенсивности в дифрагируемом излучении. За точку отсчета принимался максимум интенсивности в показаниях, зарегистрированных ступенчатым методом через 0,01°. Анализ полученных кривых свидетельствует о распаде твердого раствора в процессе старения,

максимум твердости соответствует 10-15 часов старения при 150 C^0 и 5 ч при 200 C^0 . Электронно-микроскопический анализ подтверждает реализацию зонной стадии распада 150 C^0 и стадии выделения фазы θ' когерентно связанной с раствором (200 C^0) (рис. 5). Обнаружено, что механизм этих стадий имеет следующие особенности. Во-первых, обогащение твердого раствора атомами меди в закаленном сплаве идет главным образом за счет растворения θ -фазы в эвтектике (CuAl_2), толщина пластин при этом уменьшается от $3,4 \cdot 10^{-4}$ см (для МКМ) до $2,2 \cdot 10^{-4}$ см, при скорости кристаллизации $R=120$ мм/ч.



Рис. 5. Электронограмма от выделений θ' фазы в состаренных образцах

Закалка фиксирует зонную стадию распада твердого раствора с равномерным распределением зон Гинье-Престона по всему объему металла, заключенного между пластинками CuAl_2 (рис. 6). Кроме того, старение закаленного сплава сопровождается появлением неоднородности структуры в межпластинчатых объемах, степень неоднородности зависит от расстояния между пластинами CuAl_2 , определяющего диффузионные пути атомов меди, сравнимые с межфазным расстоянием, и концентрацию твердого раствора. В образцах, полученных с малой скоростью кристаллизации $R \sim 10-20$ мм/ч, область матрицы, прилегающей к пластине, представляет собой раствор без выделения фазы, в то время как в образцах, закристаллизованных со скоростями $R > 150$ мм/ч, наблюдается выделение зон Г-П или θ' -фазы (рис. 6, 7). Неоднородность структуры наиболее ярко выражена в сплаве, состаренном при 200 C^0 с выделением промежуточной θ' -фазы, фаза ориентирована вдоль плоскостей (100) матрицы. В зоне шириной $\sim 0,1$ мкм, прилегающей к пластинам интерметаллида, выделение фазы θ' отсутствует. Эти зоны представляют собой твердый раствор, обедненный атомами меди, вследствие выделения фазы на поверхности интерметаллида.



Рис. 6. Зоны Гинье-Престона в закаленных эвтектических сплавах. Увеличение $\times 50000$

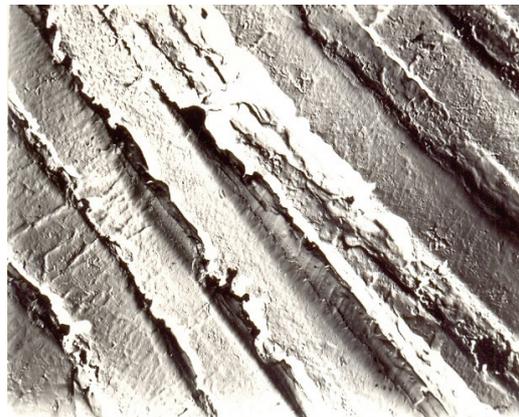


Рис. 7. Микроструктура МКМ подвергнутого закалке. Увеличение $\times 10000$

Обнаружено, что распад твердого раствора в эвтектическом сплаве интенсифицируется наличием внутренних напряжений. Как показывает электронно-микроскопический анализ сплавов $\text{Al}+4\%\text{Cu}$ и $\text{Al}+33\%\text{Cu}$, состаренных при 200 C^0 в течение 5 часов, в доэвтектическом сплаве наблюдается равномерное распределение частиц фазы θ_2 , в эвтектическом – преимущественной фазой является CuAl_2 . Данный результат необходимо учитывать при выборе режимов старения направленно закристаллизованных эвтектических сплавов и их термообработке. На основании проведенных исследований выбран оптимальный режим старения эвтектического сплава – 150 C^0 , 15 ч. Такой сплав представляет собой пластинчатую эвтектику, составляющие которой являются α -твердый раствор, зоны Гинье-Престона и интерметаллид CuAl_2 . Термообработка сплавов приводит к повышению прочностных характеристик микрокомпозитов, так для композиции CuAl_2 при $R=50$

мм/ч $\sigma_B \approx 400$ МПа, а при $R > 180$ мм/ч $\sigma_B > 650$ МПа. При этом пластичность термообработанного сплава в 2-3 раза превышает аналогичную величину исходного микрокомпозита.

ВЫВОДЫ

Установлено, что скорость охлаждения расплава при кристаллизации влияет на количество фаз и перераспределение меди между твердым раствором и интерметаллидом CuAl_2 . Содержание меди в α твердом растворе алюминия с увеличением скорости охлаждения расплава при затвердевании изменяется по кривой с минимумом, а количество интерметаллидной фазы по кривой с максимумом. Определен оптимальный режим старения микрокомпозита, повышения их прочностных и пластических характеристик. Представляется, что полученные данные могут быть использованы при выборе условий термообработки естественных композиционных материалов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Azzopardi A., Mevrel R., Saint-Ramond B., Olson E., Stiller K. Influence of aging on structure and thermal conductivity of Y-PSZ and Y-FSZ EB-PVD coatings // Surface and coatings technology. – 2004. – Vol.177-178. - P. 131-139.
2. Beddow J.K. Particle Characterization in Technology: Applications and microanalysis // RC Press. – 2000.- Vol. 2. - P. 246.
3. Sammes N. Fuel Cell Technologies: state and perspectives //Proceedings of the NATO advanced research Workshop on Fuel Cell technologies, Kyiv, June 6-10, 2008.
4. Semenenko V.E., Pilipenko N.N. Dispersionnoe uprochnenie splavov Mo-Zr-C // VANT. - Seriya: Vakuum, chistye materialy, sverkhprovodniki (17).- 2008. - № 1. - S.205 – 210.
5. Izotov V.I. Vydelenie dispersnykh karbidov vanadiya na mezhfaznoy granitse pri perlitnom prevrashchenii stali // FMM. – 2011. - T. 111, №6. - S. 619–625.
6. Oliver W.C. and Pahn G.M. An improved technique for determining elastic modulus and content impurity in the metals // J. Materials. Res. -2008.-Vol. 12, №6. – P. 564-583.
7. Azhazha V.M., Azarenkov N.A., Semenenko V.E., Kuz'min A.V. Osobnosti polucheniya i svoystva estestvennykh kompozitsionnykh materialov na osnove tugoplavkikh metallov // MF i NT. – 2008. - T. 30, №12.- S. 277-288.
8. Azarenkov N.A., Semenenko V.E., Stervoedov N.G. Vliyanie diffuzionnykh protsessov na strukturnuyu stabil'nost' i iznosostoykost' evtekticheskikh mikrokompozitov // VANT. Seriya «Fizika radiatsionnykh povrezhdeniy i radiatsionnoe materialovedenie». – 2011. - №2. - S. 165-171.

УДК 532.6

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПУЗЫРЬКОВ ВОЗДУХА В ВОДЕ ПРИ БЫСТРОЙ ДЕКОМПРЕССИИ

Б.В. Борц¹⁾, Ю.Г. Казаринов^{1,2)}, С.Ф. Скоромная¹⁾, В.И. Ткаченко^{1,2)}

¹⁾ ННЦ "Харьковский физико-технический институт"
 г. Харьков, ул. Академическая, 1, Украина

²⁾ Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
 г. Харьков, пл. Свободы, 4, Украина
 E-mail: tkachenko@kipt.kharkov.ua

Received 16 January 2012, accepted 9 February 2012

Экспериментально исследованы процессы выброса пузырьков воздуха из водопроводной воды при ее быстрой декомпрессии. Эксперименты проведены на экспериментальной установке, представляющей собой ячейку высокого давления с полезным объемом 10,6 см³. Ячейка выдерживает давление до 20 МПа. Быстрая декомпрессия достигалась прорывом алюминиевых фольг в результате медленного подъема давления в ячейке с помощью поршня. Прорыв фольг происходил при давлении, которое задавалось определенным количеством фольг. Показано, что сжатый до давления 10 МПа отдельный пузырек после быстрой декомпрессии к моменту времени $t = 0,33$ с резко возрастает в объеме. В дальнейшем, при $t > 0,5$ с крупные пузырьки медленно поглощают расположенные поблизости мелкие пузырьки воздуха. На больших временах, при $t > 3$ с, процесс выброса и перераспределения газовых пузырьков завершается. Показано качественное соответствие теоретических расчетов полученным в работе экспериментальным результатам.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: декомпрессия, водопроводная вода, газонасыщенность, ячейка высокого давления, автомобильная динамика.

AN EXPERIMENTAL STUDY OF AIR BUBBLES DYNAMICS IN WATER AT THE RAPID DECOMPRESSION

B.V. Borts¹⁾, Y.G. Kazarinov^{1,2)}, S.F. Skoromnaya¹⁾, V.I. Tkachenko^{1,2)}

¹⁾ National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology"

1, Akademicheskaya St., Kharkov, Ukraine

²⁾ V.N. Karazin Kharkiv National University
 4, Svobody Sq., Kharkov, Ukraine

The processes of air bubbles emission in a tap water at the fast decompression are experimentally investigated. Experiments were carried out on the experimental setup - a high-pressure cell with a useful volume of 10.6 cm³. The cell can withstand pressures up to 20 MPa. Rapid decompression was achieved by tearing the aluminum foils due to the slow rise of pressure in the cell by the plunger. The tearing of foils began at a pressure, which was set by a certain number of foils. It is shown that volume of a single bubble compressed to 10 MPa after a rapid decompression at time $t = 0.33$ s sharply increases. Further at $t > 0.5$ s large bubbles slowly absorb the nearby small air bubbles. At large time scale ($t > 3$ s) the process of release and redistribution of gas bubbles is completed. A qualitative agreement of theoretical calculations with obtained experimental results is shown.

KEY WORDS: decompression, tap water, gas saturation, high-pressure cell, the self-similar dynamics.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ПУХИРЦІВ ПОВІТРЯ У ВОДІ ПРИ ШВИДКІЙ ДЕКОМПРЕСІЇ

Б.В. Борц¹⁾, Ю.Г. Казарінов^{1,2)}, С.Ф. Скоромна¹⁾, В.І. Ткаченко^{1,2)}

¹⁾ ННЦ "Харківський фізико-технічний інститут"

м. Харків, вул. Академічна, 1, Україна

²⁾ Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
 м. Харків, м. Свободи, 4, Україна

Експериментально досліджені процеси викиду пухирців повітря з водопровідної води при її швидкій декомпресії. Експерименти проведені на експериментальній установці, що представляє собою осередок високого тиску з корисним об'ємом 10,6 см³. Осередок витримує тиск до 20 МПа. Швидка декомпресія досягалася проривом алюмінієвих фольг в результаті повільного підйому тиску в осередку за допомогою поршня. Прорив фольг відбувався при тиску, який задавався певною кількістю фольг. Показано, що стислий до тиску 10 МПа окремих пухирець після швидкої декомпресії до моменту часу $t = 0,33$ с різко зростає в об'ємі. Надалі, при $t > 0,5$ с великі пухирці повільно поглинають розташовані поблизу дрібні пухирці повітря. На більших часах, при $t > 3$ с, процес викиду й перерозподілу газових пухирців завершується. Показано якісну відповідність теоретичних розрахунків отриманим у роботі експериментальним результатам.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: декомпресія, водопровідна вода, газонасиченість, осередок високого тиску, автомобільна динаміка.

Известно, что жидкости способны выделять растворенные в них газы. Эти процессы создают опасные для организма человека состояния в результате быстрого уменьшения барометрического давления (декомпрессии), которые обусловлены, например, нарушением герметичности кабины самолета на большой высоте [1]. При этом, как и в случае быстрого подъема водолаза на поверхность с большой глубины, возникает декомпрессионная, или кессонная болезнь - заболевание, в результате которого растворенные в крови и тканях организма человека газы выделяются в виде пузырьков и нарушают кровообращение человека, иногда, с летальным исходом [2].

Декомпрессионные процессы в жидкостях аналогичны зарождению и выделению новой фазы при диффузионных распадах многокомпонентных твердых растворов в различных технологических процессах [3]. Диффузионный распад

многокомпонентных твердых растворов сопровождается образованием в среде выделений новой фазы (зародышей) с определенным объемным распределением, что ведет к ухудшению их эксплуатационных характеристик.

Условно различают три стадии диффузионного распада метастабильной системы, распадающейся с образованием зародышей новой фазы [3].

В условиях достаточно большого начального пересыщения точечными дефектами первая стадия распада наблюдается, когда интенсивно образуются устойчивые зародыши макродефектов (поры, дислокационные петли, газонаполненные полости, у которых хотя бы один размер является макроскопическим, т.е. больше критического). На этой стадии количество вещества в зародышах мало по сравнению с заданным, и начальное пересыщение практически постоянно.

Переходная, или вторая, стадия диффузионного распада наступает, когда количество вещества в новой фазе сравнимо с начальным, и начальное пересыщение начинает падать. На этой стадии число выделений новой фазы практически постоянно, а объем фазы увеличивается в основном за счет роста выделений.

Третья стадия диффузионного распада характеризуется достаточно большим размером зародышей при малом начальном пересыщении. Физику процессов в этом случае определяют поверхностное натяжение границ новой фазы и закон сохранения точечных дефектов. На этой стадии распада наблюдается рост выделений большого размера за счет выделений малого размера. При этом не наблюдается возникновение новых зародышей.

Третья стадия диффузионного распада является наиболее опасной для эксплуатационных характеристик рассматриваемого материала, т.к. увеличивается его начальный объем и деградируют прочностные характеристики.

В работах [4,5] на основе кинетического уравнения для газовых пузырьков в жидкости в пространстве размеров [6], модифицированного учетом конвективных процессов, теоретически исследована временная динамика газовых пузырьков. Здесь указаны условия существования и определены параметры стационарных пузырьков в жидкости при различных режимах изменения во времени их объема и количества атомов газа в них. Построена кривая зависимости объема равновесного газового пузырька от количества атомов газа в нем, описана автомодельная динамика пузырьков при уменьшении внешнего давления. В автомодельном приближении показано, что в режиме быстрой декомпрессии (уменьшение внешнего давления во времени по степенному закону) среднее количество пузырьков газа уменьшается, а среднее число атомов в них возрастает за счет поглощения атомов газа, растворенного в жидкости.

Явление диффузионного распада в виде выброса газовых пузырьков при декомпрессии жидкости может быть использовано в технологических приложениях. Как следует из предыдущего изложения, процесс наблюдается как при большой, так и при малой пересыщенности жидкости зародышами новой фазы.

В качестве примера использования этого явления при решении технологической задачи приведем способ извлечения сероводородной воды с больших глубин Черного моря [7]. При реализации этого способа основным элементом являются пузырьки сероводорода, которые формируются в морской воде при быстрой ее декомпрессии, аналогично тому, как это происходит в газонасыщенной воде [4,5]. Экспериментальная проверка теоретических выводов относительно выброса пузырьков сероводорода при декомпрессии морской воды технически трудно осуществима. Поэтому для моделирования такого процесса может быть использована водопроводная вода с растворенным в ней воздухом. При этом условия в морской воде с растворенным в ней сероводородом обеспечиваются выбором исходного давления и газонасыщенности воды воздухом.

Целью настоящей работы является экспериментальное моделирование явления диффузионного распада морской воды в виде выброса сероводородных пузырьков при быстрой декомпрессии на примере диффузионного распада водопроводной воды.

МАТЕРИАЛЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Известно, что в водопроводной воде со временем отстаивания 0,25 — 5,0 часов присутствуют пузырьки воздуха радиусом от $R_{\max} \approx 3 \cdot 10^{-5}$ м до минимального, радиус которого определим как $R_b^{\min} \approx 2 \cdot R_0 = 6 \cdot 10^{-10}$ м, где $R_0 \approx 3 \cdot 10^{-10}$ м – эффективный радиус “атома” воздуха [8]. Отметим, что значение минимального радиуса пузырька воздуха R_0 попадает в теоретически рассчитанный интервал размеров пузырьков в области их зарождения $2,7 \cdot 10^{-10} \text{ м} < R_0 < 6,7 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ [9].

Величину стационарного радиуса пузырька воздуха в водопроводной воде зададим равной $R_b \approx 6,6 \cdot 10^{-8} \sim 10^{-7}$ м, что по порядку величины совпадает со значением “усредненного” радиуса, экспериментально установленного в [10]: $\bar{R} \approx (1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-7} \sim 10^{-7}$ м.

Таким образом, величина размера зародышевой фазы (радиуса пузырька) такова, что в равновесном пузырьке воздуха наблюдаются процессы, обусловленные поверхностным натяжением. Это должно приводить к развитию третьей стадии диффузионного распада, когда наблюдается рост выделений большого размера за счет ухода малого размера.

Для экспериментальной проверки выделения пузырьков воздуха из водопроводной воды при быстрой декомпрессии была разработана и создана экспериментальная установка, представляющая собой ячейку высокого давления (ЯВД) с полезным объемом 10,6 см³. Чертеж и внешний вид ЯВД приведены на рис. 1. и рис. 2. соответственно. В полезный объем основной вклад дает объем камеры 8.

ЯВД представляет собой цилиндрическое отверстие (8) в металлическом прямоугольнике 64x64x48, которое закрывается с обеих сторон двумя плексигласовыми цилиндрами (4). Толщина плексигласовых цилиндров рассчитывалась так, чтобы они выдерживали давление до 20 МПа. Цилиндры, через резиновые прокладки, прижимаются к металлическому прямоугольнику через прямоугольную шайбу четырьмя болтами. С одной стороны прямоугольника вмонтирован поршень для сжатия воды (6). С других сторон металлического

прямоугольника сделаны технологические отверстия для заливки воды (2), для подключения датчика давления (1), для напуска газа в объем жидкости (5) и для сброса давления (3). Давление сбрасывается через отверстие (3) в результате прорыва нескольких алюминиевых фольг, происходящего из-за подъема давления в ЯВД с помощью поршня (6). Алюминиевые фольги толщиной 1,5 мкм располагаются между фторопластовыми шайбами (10), которые, для обеспечения герметичности, сильно сжаты между корпусом ячейки и стальной шайбой с отверстием $\varnothing = 6$ мм. Давление прорыва фольг задавалось величиной 10 МПа, что соответствует глубине моря 1000 м. Указанное давление обеспечивается экспериментально определенным количеством фольг: 18-19 штук. Время сжатия воды до прорыва фольг составляет 40 с.

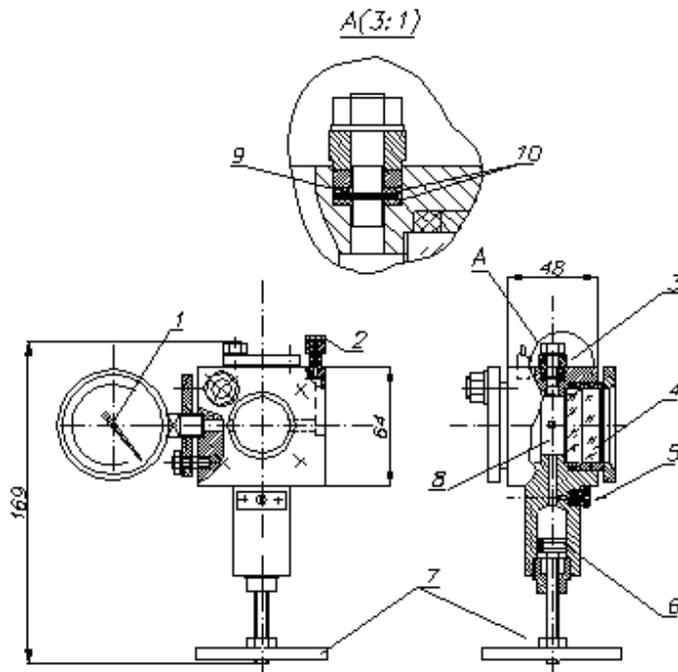


Рис. 1. Чертеж ячейки высокого давления.

1. Манометр; 2. Отверстие для заливки воды; 3. Выпускной клапан;
4. Окно; 5. Отверстие для напуска газа; 6. Поршень; 7. Вентиль;
8. Камера; 9. Алюминиевые фольги; 10. Фторопластовые шайбы.



Рис. 2. Внешний вид ячейки высокого давления.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Выброс пузырьков воздуха при быстрой декомпрессии воды

Эксперименты проводились для давлений 7,0 – 10,0 МПа. Как отмечено выше, в качестве жидкости, моделирующей черноморскую воду, использовалась водопроводная вода. Газонасыщенность водопроводной воды соответствовала величине, порядка $0,01 \text{ м}^3/\text{м}^3$ [8] и соответствовала газонасыщенности черноморской воды на глубине 1000 м [11].

На рис. 3–6 показаны фотографии состояния воды в ЯВД в разные моменты времени. Фотографии отобраны из большого количества фотографий, полученных в результате проведения серии экспериментов, и отражают основные особенности поведения пузырьков воздуха при быстрой декомпрессии воды.

На рис. 6. приведена динамика газовых пузырьков в воде, начиная с момента прорыва фольг ($t = 0$ с) и до момента установления в ЯВД атмосферного давления ($t = 2,67$ с), когда перераспределение газовых пузырьков практически завершено. Как следует из приведенных снимков, сжатый до давления 10 МПа отдельный пузырек (рис. 4.) после быстрой декомпрессии (прорыва фольг) к моменту времени $t = 0,33$ с резко возрастает в объеме. При этом некоторые, более мелкие пузырьки, первоначально визуальны не наблюдаемые из-за малых размеров, также увеличиваются в объеме. В дальнейшем, при $t > 0,5$ с крупные пузырьки медленно поглощают расположенные поблизости мелкие пузырьки воздуха. На временах $t > 3$ с процесс выброса и перераспределения газовых пузырьков завершается.

Оценим объем газовых пузырьков, выделенных из жидкости в результате быстрой декомпрессии. Для этого сравним объемы газовых пузырьков до и после декомпрессии, используя градуировочную сетку на рис. 3. и рис. 5. Из рис. 5. следует, что площадь, занимаемая максимальным по объему пузырьком равна площади около 564 ячеек градуировочной сетки, и оказывается порядка площади, занимаемой пузырьком на рис. 3. – 618 ячеек градуировочной сетки. Поскольку пузырьки на рис. 3. и на рис. 5. находятся при одинаковом давлении (0,1 МПа), то начальное и конечное (после декомпрессии) содержание воздуха в пузырьках пропорционально занимаемой ими площади на градуировочной сетке, и, следовательно, равно.



Рис. 3. Вода при атмосферном давлении (в начале фазы сжатия). Для сравнительного определения объема газа на этом рисунке и ниже нанесена градуировочная сетка с размером ячейки 0,4 мм.



Рис. 4. Вода при давлении 10 МПа. Диаметр пузырька газа порядка ~2 мм.



Рис. 5. Вода при давлении 0,1 МПа (после декомпрессии).

Таким образом, начальное содержание воздуха в виде пузырька большого размера можно исключить из рассмотрения. Из этого следует, что объем выделившихся в результате быстрой декомпрессии пузырьков воздуха определяется оставшимися газовыми пузырьками. Объем последних сравним с объемом первичного пузырька воздуха и, после усреднения по объему воды, соответствует начальной газонасыщенности водопроводной воды – $0,01 \text{ м}^3/\text{м}^3$ [8].

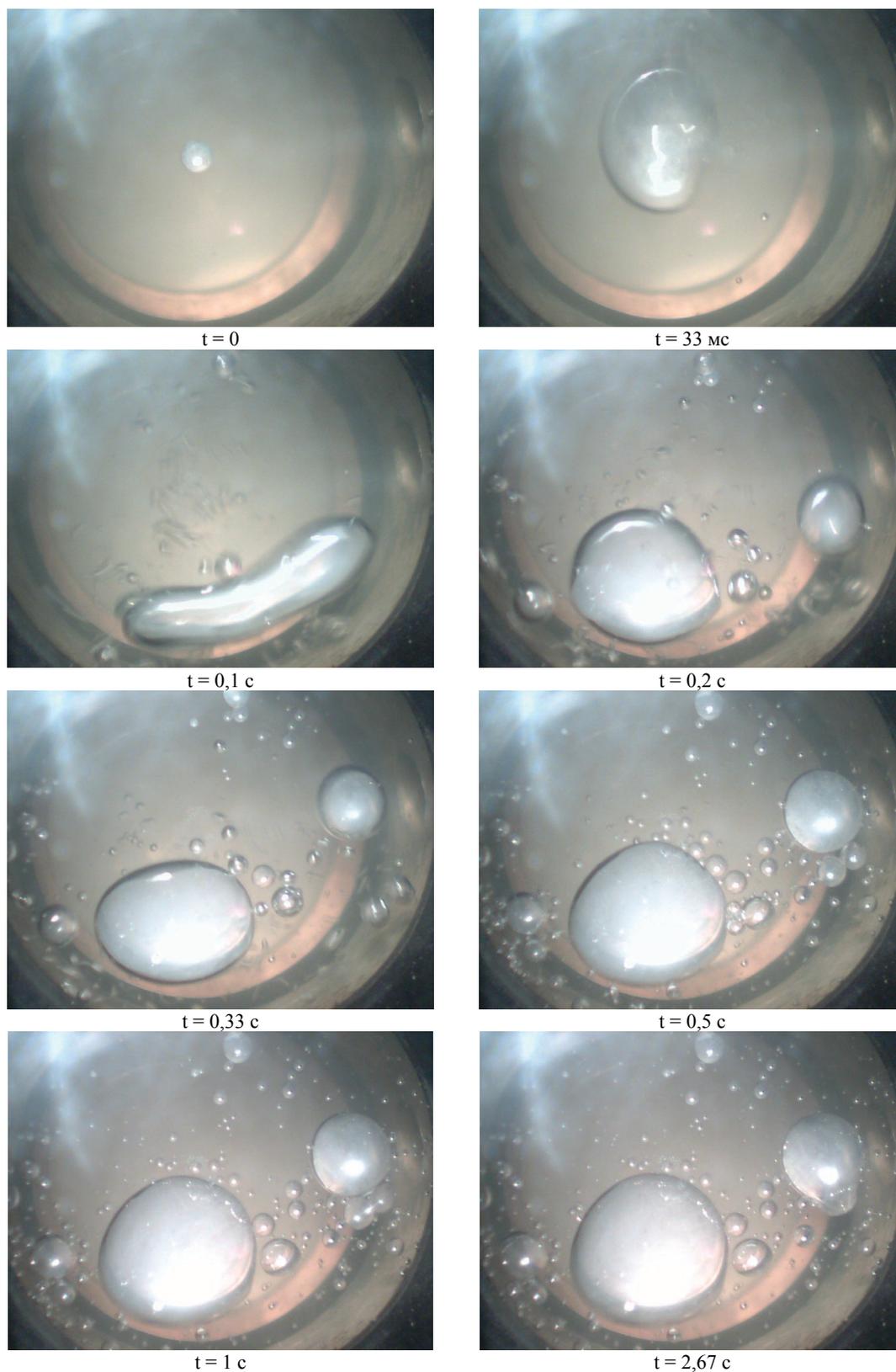


Рис. 6. Динамика газовых пузырьков в ЯВД при быстрой декомпрессии от давления 10,0 МПа ($t = 0 \text{ с}$) до атмосферного давления 0,1 МПа ($t = 33 \text{ мс}$).

АВТОМОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ БЫСТРОЙ ДЕКОМПРЕССИИ ВОДЫ

Результаты экспериментального исследования временной динамики выброса пузырьков воздуха из водопроводной воды качественно соответствует найденному в работе [5] решению кинетического уравнения для газовых пузырьков в жидкости при уменьшении во времени внешнего давления.

Для удобства в [5] предполагалось, что первоначально находящаяся под большим давлением p_0 жидкость, в силу внешних процессов (в нашем случае – прорыв фольги), быстро теряет его во времени по степенному закону $p(t) = p_0 (t + t_0)^\delta \cdot t_0^{-\delta}$, где: $\delta < 0$ - параметр, определяемый исходя из условий эксперимента, t_0 - заданное характерное время изменения давления. Выбор темпа изменения давления во времени по степенному закону является модельным. Он наиболее прост и призван продемонстрировать основные особенности поведения пузырьков воздуха в воде при быстрой декомпрессии.

Учитывая вид коэффициентов кинетического уравнения, описывающего газы в жидкости [5], естественно предположить, что давление в жидкости и в газовом пузырьке отслеживают изменение внешнего давления, и подчиняются аналогичному закону изменения во времени:

$$p(t) \simeq p^L = p_0^L (t + t_0)^\delta \cdot t_0^{-\delta}, \quad p^V = p_0^V (t + t_0)^\delta \cdot t_0^{-\delta}. \tag{1}$$

Для автомодельной функции $\Phi(\xi, \zeta)$ и автомодельных переменных ζ и ξ можно использовать следующую запись, которая также характеризуется степенной зависимостью от времени, но с другим показателем степени:

$$\Phi(\xi, \zeta) = f(V, N, t) (t + t_0)^\mu t_0^{-\mu}; \quad \zeta = \frac{3V}{4\pi} (t + t_0)^{3\delta} \cdot t_0^{-3\delta}; \quad \xi = N (t + t_0)^\nu t_0^{-\nu}. \tag{2}$$

Здесь: μ, ν - показатели степени, определяемые из исходного кинетического уравнения [8].

Предложенные подстановки (2), при условиях соблюдения стационарности $\frac{\partial \Phi(\xi, \zeta)}{\partial \xi} = \frac{\partial \Phi(\xi, \zeta)}{\partial \zeta} = 0$,

$n^L(t) = const$ и линейной зависимости объема газовых пузырьков от количества атомов в нем, определяют величину показателя степени μ :

$$\mu = \frac{t_0 \sigma_\infty}{2\eta R_0} \left(1 - \frac{R_b}{R_0} \right) \equiv \frac{t_0 \sigma_\infty}{2\eta R_0} \left(1 - 2\eta \alpha W_0 \frac{D}{l \sigma_\infty} n^L \ln \frac{p_0^V}{p_0^L} \right), \tag{3}$$

где: R_0 - начальный минимальный радиус пузырька воздуха, R_b - стационарный радиус пузырька воздуха в водопроводной воде, остальные обозначения соответствуют принятым в [5].

Из (3) следует, что для равновесного пузырька ($R_0 = R_b$) показатель степени $\mu = 0$. При $R_0 < R_b$ показатель степени отрицателен ($\mu < 0$), а при $R_0 > R_b$ – положителен ($\mu > 0$).

Используя представления (1), (2) нетрудно проанализировать динамику изменения во времени следующих параметров пузырьков: среднего числа пузырьков в жидкости $N_b(t) = \int_0^\infty \int_0^\infty f(V, N, t) dV dN$ и среднего их размера $\bar{V}(t) = \int_0^\infty \int_0^\infty V f(V, N, t) dV dN$ (или среднего количества атомов газа в пузырьке, т.к. $\bar{N}(t) = W_0^{-1} \cdot \bar{V}(t)$).

Перечень возможных изменений средних величин $N_b(t)$ и $\bar{V}(t)$ в процессе декомпрессии приведен в таблице.

Отмеченная в таблице динамика газовых пузырьков должна обеспечивать сохранение общего количества атомов газа. Закон сохранения атомов газа в единичном объеме жидкости имеет вид:

$$N_b \cdot \bar{N} + 1 \cdot n^L(t) = const. \tag{4}$$

Таблица.

Показатели динамики газовых пузырьков в воде при уменьшении внешнего давления

μ	1	2	3	4	5
	$\mu < 6$	$\mu = 6$	$6 < \mu < 9$	$\mu = 9$	$\mu > 9$
$N_b(t)$	+	0	—	—	—
$\bar{V}(t), \bar{N}(t)$	+	+	+	0	—

Примечание. Здесь знаки +, 0, — отвечают росту, постоянству или уменьшению средних $N_b(t)$ и $\bar{V}(t)$.

Учитывая (4), а также $n^L(t) = const$, показатель степени изменения во времени автомодельной функции $\Phi(\xi, \zeta)$, при учете условий (4) и $n^L(t) = const$, равен $\mu = 7,5$. В этом случае показатели динамики газовых пузырьков в воде попадают в диапазон 3 таблицы. При этом среднее количество пузырьков воздуха уменьшается, а среднее число атомов в них возрастает за счет поглощения атомов газа, растворенных в жидкости.

Таким образом, описанная в [5] автомодельная динамика выброса пузырьков воздуха из воды, качественно соответствует продемонстрированной в эксперименте.

ВЫВОДЫ

В работе представлены результаты экспериментального исследования процессов выброса пузырьков воздуха из водопроводной при ее быстрой декомпрессии. Для этого разработана и создана экспериментальная установка, представляющая собой ячейку высокого давления с полезным объемом 10,6 см³. Ячейка выдерживает давление вплоть до 20 МПа. Быстрая декомпрессия достигалась прорывом набора алюминиевых фольг в результате медленного подъема давления в ячейке с помощью поршня. Прорыв фольг происходил при давлении 10 МПа, которое задавалось подбором определенного количества фольг. Показано, что сжатый до давления 10 МПа отдельный пузырек воздуха после быстрой декомпрессии к моменту времени $t = 0,33$ с резко возрастает в объеме, приобретая первоначальный объем. Более мелкие пузырьки, первоначально визуальнo не наблюдаемые из-за малых размеров, также увеличиваются в объеме. В дальнейшем, при $t > 0,5$ с крупные пузырьки медленно поглощают расположенные поблизости мелкие пузырьки воздуха. На больших временах, при $t > 3$ с, процесс выброса и перераспределения газовых пузырьков завершается. Показано качественное соответствие теоретических расчетов полученным в работе экспериментальным результатам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Viollet F. Vzryvnaya dekompressiya i eyo deystvie na organizm cheloveka. - M.: Voenizdat, 1961. - 128s.
2. Artamonova V.G., Shatalov N.N. Profesionalnye bolezni: - M.: Medicina, 1996. - 432 s.
3. Slezov V.V. Theory of diffusive decomposition of solid solutions (I.M. Khalatnikov, Ed.). 1995. - Vol. 17, part 3. - P.1-214.
4. Skoronnaya S.F., Tkachenko V.I. Stacionarnie sostoyaniya i avtomodelnaya dinamika gazovykh puzirkov v zhidkikh sredah. Trudi XIX mezhdunarodnoi konferencii po fizike radiacionnih yavlenii i radiacionomu materialovedeniyu, 06-11 sentyabrya 2010 g., Alushta, Krym, S.371-373.
5. Borts B.V., Skoronnaya S.F., Tkachenko V.I. Stacionarnie sostoyaniya i avtomodelnaya dinamika gazovykh puzirkov v zhidkikh sredah pri umenshenii vneshnego davleniya. Vestnik Harkovskogo nacionalnogo universiteta, seriya: fizicheskaya "Yadra, chastici, polya". - 2011. - № 946, vyp. 1(49). - S. 81 - 89.
6. Slezov V.V. Metod virtual'nykh sred v teorii fazovykh prevraschenij pervogo roda // FTT. - 2000. - T. 45. - Vyp. 4. - S. 733-740.
7. Borts B.V., Nekliudov I.M., Polevich O.V., Tkachenko V.I. Sposib dobuvannya sirkovodnyu z morskoi vody. Patent Ukrainy na korisnu model № 25861 vid 27.08.2007.
8. Gavrilov L.R. Soderzhanie svobodnogo gaza v zhidkostyah i metody ego izmerenija / V kn. Fizika i tehnika mochshnogo ul'trazvuka. T. III Fizicheskie osnovy ul'trazvukovoy tehnologii. Pod. red. L.D. Rozenberga. - M.: Nauka, 1970. - S.305-426.
9. Makarov V.K., Makarova T.V. Raspredelenie po razmeram puzyr'kov svobodnogo gaza v zhidkosti pri razlichnykh urovnjah ee gazosoderzhaniya // Trudy Odesskogo politehnicheskogo universiteta. - 2008. - Vyp. 2(30). - S.219 - 223.
10. Emec B.G. Opredelenie metodom jadernogo magnitnogo rezonansa srednih razmerov i koncentracii vozdushnykh puzyr'kov, soderzhashihsva v vode // Pis'ma v ZhTF. - 1997. - T. 23. - Vyp. 19. - S. 42-45.
11. Borts B.V., Nekliudov I.M., Polevich O.V., Tkachenko V.I., Shilyaev B.A. Alternativnaya serovodorodnaya energetika Chornogo morya. Sostoyanie, problemy, perspektivy. Ch.1 / Alternativnaya energetika i ekologiya. - 2006. - №12(44). - S.23-30.

УДК 537. 312 536.2.

ВЛИЯНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА НА ПОДВИЖНОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ В МО И СПЛАВАХ МО - RE**Т.А. Игнатъева, А.Н. Великодний***Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, Харьков, 61108, Украина
e-mail: taignatieva@mail.ru*

Received 25 December 2011, accepted 20 February 2012

Используя экспериментальные результаты по эффекту Холла для Мо и сплавов Мо-Re,[1] рассчитана температурная зависимость подвижности электронов. Результаты рассматриваются с учетом критических энергий электронного спектра Мо. Показано, что температуру $\sim 50\text{K}$ можно сопоставить с краем подвижности локализованных электронов на краю спектра в узком интервале энергий: от критических энергий - зарождения малых электронных групп до энергии активации, когда электроны делокализуются. Для Мо – это ϵ_{C1} энергия зарождения малой электронной линзы ниже уровня Ферми и ϵ_{C2} энергия выше уровня Ферми, при которой появляется новая электронная полость поверхности Ферми под действием примеси Re. Приведенные результаты свидетельствуют о том, что движение уровня Ферми под влиянием внешних воздействий относительно критических энергий электронного спектра приводит к электронно-топологическим переходам, которые одновременно имеют признаки переходов металл-диэлектрик.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: подвижность электронов, критические энергии электронного спектра, край подвижности, электронно-топологический переход, локализация электронов.

INFLUENCE OF THE ELECTRONIC SPECTRUM FEATURES ON THE ELECTRON MOBILITY OF MO AND MO - RE ALLOY

T.A. Ignatyeva, A.N. Velikodnyy

*National Science Center "Kharkiv Institute of Physics and Technology"
Academichna str. 1, Kharkiv, 61108*

The of electrons mobilities adjusted for critical experimental results of the Mo and Mo-Re alloys Hall effect measurements [1] were used for the calculation temperature dependence energy of the Mo electronic spectrum. It was shown that the temperature of 50K could be related to the mobility edge of localized electron states at the spectrum edge in narrow energy interval; from critical energies, when generation of the small electronic groups took place, to activation energy attributed to electron delocalization. In the case of Mo - there are ϵ_{C1} energy of the generation of small electronic lens below Fermi level and ϵ_{C2} energy above Fermi level, which accompanied by the formation of new electronic cavity of the Fermi surfaces under Re doping. In summary, Fermi level movement, under external impact in relation to the critical energy of electron spectrum, led to electronic-topological transitions which simultaneously have the features of metal-dielectric transitions.

THE KEY WORD: mobility electron, critical energies of the electronic spectrum, edge to mobilities, electronic- -topological transition, electron localization.

ВПЛИВ ТОНКОЇ СТРУКТУРИ ЕЛЕКТРОННОГО СПЕКТРУ НА РУХОМІСТЬ ЕЛЕКТРОНІВ В МО ТА СПЛАВАХ МО - RE**Т.О. Ігнатъєва, О.Н. Великодний***Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»,
вул. Академічна 1, Харків, 61108, Україна*

За експериментальними результатами ефекту Холла для Мо та сплавів Мо-Re [1], розрахована температурна залежність рухомості електронів. Результати аналізуються з врахуванням критичних енергій електронного спектру Мо. Показано, що температуру $\sim 50\text{K}$ можна віднести до краю рухомості локалізованих електронів на краю спектру у вузькому інтервалі енергій: від критичних енергій - зародження малих електронних груп до енергії активації, коли електрони де локалізуються. Для Мо – це ϵ_{C1} енергія зародження малої електронної лінзи нижче рівня Фермі та ϵ_{C2} - енергія вище рівня Фермі, при якій з являється нова електронна група під дією домішок Re. Наведені результати свідчать про те, що рух рівня Фермі відносно критичних енергій електронного спектру під впливом зовнішніх дій приведе до електронно-топологічних переходів, які одночасно мають ознаки переходів метал-діелектрик.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: рухомість електронів, критичні енергії електронного спектру, край рухомості електронно-топологічний перехід, локалізація електронів.

В настоящее время результаты фундаментальных исследований физических характеристик твердых тел интенсивно внедряются в практику. Интерес представляют физические характеристики, изменение которых под действием внешних параметров могут влиять на физические свойства твердых тел. Большинство из них связаны, в определенной мере, с тонкой структурой электронного спектра и электрон-фононным взаимодействием. В работе [1] проведены подробные исследования эффекта Холла Мо и его сплавов с примесями Re и Nb, в результате получены зависимости ряда кинетических характеристик от температуры и концентрации примесей. В то же время, полной ясности о природе особенностей этих характеристик не было.

Результаты работы [2], полученные на аналогичных образцах, показали, что проводимость σ молибдена в узком интервале температур до $\sim 50\text{K}$ резко уменьшается по экспоненте, при дальнейшем увеличении температуры наблюдается переход к более плавной степенной зависимости, переходящей к насыщению. Эти особенности требуют выяснения их природы, основываясь на результатах [1,2] с учетом тонкой структуры электронного спектра, особенностей, связанных с электронными переходами под действием внешних параметров и изменений динамики движения электронов при таких переходах.

Такие вопросы для твердых тел затронуты и в обзоре [3]. Рассмотрение переходов металл-диэлектрик, связанных с особенностями проводимости различных материалов при различных внешних условиях, привели авторов обзора [3] к выводу, что привычная классификация материалов - металлы, полупроводники, диэлектрики, по типу проводимости, определяемой заполнением электронных зон коллективизированными электронами, часто нарушается. Далее цитируем [3]: *«К середине шестидесятых годов появилось немало примеров, нарушающих описанную классификацию, аномальными оказались вещества, претерпевающие переход металл- диэлектрик, то есть имеющие свойства металлов при одних внешних условиях (температура, давление) и диэлектриков при других. Как правило, переход между этими двумя состояниями сопровождается резким изменением электропроводности и других физических свойств. К переходу металл – диэлектрик (ПМД) относятся также переход металл – полупроводник, полуметалл – полупроводник. Наиболее общепринятым является определение ПМД как перехода с изменением типа проводимости».*

Именно такие представления с учетом изменений топологии поверхности Ферми, а вернее при наличии условий, определяющих изменение положения уровня Ферми относительно критических точек электронного спектра, при которых происходит электронно-топологический переход ЭТП, можно привлечь при рассмотрении результатов данной работы.

В данной работе показаны особенности температурных зависимостей подвижности электронов для Мо и сплавов Мо-Re с использованием экспериментальных данных работы [1]. Эти результаты могут быть дополнением экспериментальных фактов к переходам ПМД в переходных металлах со сложной топологией поверхности Ферми в условиях ЭТП [4].

Молибден – это скомпенсированный металл (число электронов и дырок равны), В электронном спектре имеются две критические точки ε_{C1} и ε_{C2} , близкие к уровню Ферми ε_F ($\varepsilon_{C2} > \varepsilon_{C1}$) [5]. Изменение уровня Ферми под влиянием внешних воздействий относительно этих точек может привести к электронно-топологическим переходам [6,7]. По результатам комплексных исследований электронно-топологических переходов ЭТП Мо под влиянием примеси, давления, температуры [8-13] наблюдали появление новой электронной полости поверхности Ферми при пересечении ε_{C2} уровнем Ферми. При этом оказалось, что особенности плотности электронных состояний имеют сложный характер, а именно, на фоне корневой особенности $\delta\nu \sim \sqrt{\varepsilon_F - \varepsilon_C}$, присущей для сплошного спектра свободных электронов при ЭТП, наблюдаются «осцилляции» в узком интервале энергий [14]. Такая структура плотности электронных состояний характерна для электронов, «локализованных» на краю зоны при переходах металл-диэлектрик [15] и сохраняется до края подвижности, когда при удалении уровня Ферми от края зоны, а в случае ЭТП от критической точки электронного спектра, локализованные электроны приобретают свойства свободных.

Такие изменения энергетического состояния электронов в окрестности особых точек (Ван-Хова [16]) электронного спектра при ЭТП отражаются на динамике движения электронов, что существенно влияет на физические свойства. Например, при изучении ЭТП в системах Мо-Re к ним можно отнести резкий рост температуры сверхпроводящего перехода [17], увеличение термоэдс [9], изменение прочностных характеристик [18].

Существенно отметить, что параметр $\delta\nu/\nu(\varepsilon)$ (относительное изменение плотности электронных состояний при ЭТП), определенный в работах [8, 9], в Мо составляет $\sim 10^{-3}$, поэтому можно предположить, что столь существенные изменения физических характеристик Мо могут быть связаны и с другими изменениями при ЭТП, а именно с изменениями динамики движения электронов.

Одной из важных характеристик, отражающих изменение динамики движения электронов при ЭТП в окрестности критических точек, является подвижность электронов, которая зависит от эффективной массы, процессов рассеяния, электрон-фононного взаимодействия и определяет кинетические характеристики металлов.

Интересным объектом для таких исследований является Мо, у которого критическая энергия ε_{C1} ниже уровня Ферми соответствует малой электронной линзе. Эту критическую точку можно рассматривать как зарождение малой электронной полости поверхности Ферми, но при энергиях меньших уровня Ферми. Тогда свойства этих электронов должны быть аналогичны тем, которые образовали малую полость поверхности Ферми выше уровня Ферми Мо при ЭТП под действием 10at%Re при условии $\varepsilon_F = \varepsilon_{C2}$. Другими словами, предполагается, что динамика движения электронов малых групп имеет особенности, связанные с их локализованными состояниями в окрестности особых точек электронного спектра. Такие особенности проявляются в кинетических характеристиках, одной из которых является проводимость σ , связанная с подвижностью электронов μ следующим образом: $\sigma = en_e\mu_e$, где e – заряд электрона, n_e и μ_e – концентрация и

подвижность электронов соответственно.

В данной работе, используя экспериментальные результаты по эффекту Холла работы [1] и стандартные выражения для подвижности в двухзонной модели [19], получена температурная зависимость подвижности электронов для Mo и ряда сплавов Mo-Re в широком интервале температур.

Особенности температурной зависимости подвижности электронов в Mo и сплавах Mo-Re при изменении температуры и концентрации примеси Re в Mo в различных температурных интервалах позволяют судить о тонкой структуре электронного спектра этих систем.

Цель данной работы – показать, что при исследованиях кинетических характеристик проявляются особенности температурных зависимостей, которые можно отнести к прохождению уровня Ферми через порог подвижности, которому соответствует определенная температура для данного металла. Для Mo и его сплавов Mo-Re это температура 50K, при которой изменяется энергетическое состояние электронов малых групп, критические энергии которых близки к уровню Ферми, что ранее не отмечалось. Эту температуру можно идентифицировать как край подвижности электронов, локализованных на краю спектра или у дна зоны.

Особенности динамики движения электронов при ЭТП предлагается рассматривать в рамках представлений о переходах металл-диэлектрик. Таким образом, предполагается, что электронно-топологические переходы, связанные с критическими точками электронного спектра, сопровождаются изменением динамики движения электронов, характерными для переходов металл-диэлектрик.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе [1] приведены экспериментальные данные по эффекту Холла для Mo высокой степени чистоты и сплавов Mo-Re различных концентраций. Удельное сопротивление и другие параметры образцов приведены в работе [1]. Заметим, что значения удельного сопротивления ρ и результаты температурной зависимости $\rho(T)$ для идентичных образцов, исследуемых в работах [10-12] находятся в хорошем согласии с результатами [1].

В данной работе были рассчитаны температурные зависимости подвижности электронов Mo и его сплавов по результатам эффекта Холла работы [1], используя двухзонную модель [19]:

$$\frac{1}{\rho} = \sigma = N_a |e| (n_e \mu_e + n_h \mu_h), \quad (1)$$

где ρ - удельное сопротивление, σ - удельная проводимость, N_a - атомная концентрация, n_e, n_h - число электронов и дырок на атом $|e|$ - заряд электрона. Атомная концентрация или другими словами число атомов в единице объема определялось, используя данные параметров решетки ОЦК исследованных сплавов в области твердого раствора [20]. На объем элементарной ячейки ОЦК решетки приходится два атома, тогда число атомов в одном см³ составляет $N=2/\nu$, где ν - объем элементарной ячейки. В случае чистого молибдена количество электронов и дырок, приходящихся на один атом, равны (см. рис. 9 работы [1], приведенной в данной работе как рис.1).

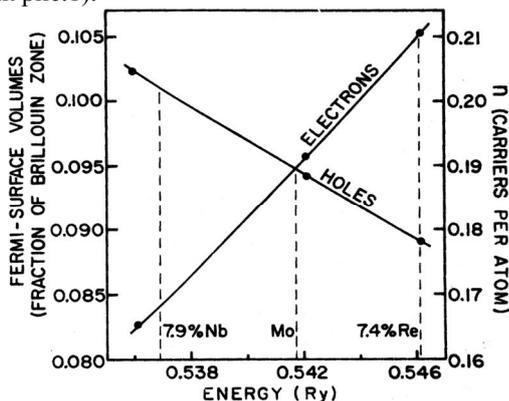


Рис. 1. Зависимость числа электронов и дырок от энергии в соответствии с заполнением дырочных и электронных частей поверхностей Ферми. Пунктирными линиями обозначены уровни Ферми для Mo, Mo-7,3 ат%Nb, Mo-7,4 ат% Re [1]

Добавление примесей Re смещает уровень Ферми, изменяя количество электронов и дырок n_e и n_h на атом, эти значения для различных концентраций определялось по графику рис.9 работы [1] (см. рис.1).

Формула, связывающая постоянную Холла R и сопротивление в двухзонной модели, имеет следующий вид [1]:

$$\frac{R}{\rho^2} = N_a |e| (n_h \mu_h^2 - n_e \mu_e^2). \quad (2)$$

Используя выражения (1) и (2) получаем квадратное уравнение для определения μ_e :

$$\mu_e^2 \left(\frac{n_h^2}{n_h} - n_e \right) - \frac{2n_e \mu_e}{\rho N_a |e| n_h} + \frac{1}{(\rho N_a |e|)^2 n_h} - \frac{R}{\rho^2 N_a |e|} = 0. \quad (3)$$

Подставляя значения удельного сопротивления и коэффициента Холла [1] при различных значениях температур определим температурную зависимость $\mu(T)$.

Решение уравнения (3) дает два значения для электронной подвижности, одно из которых соответствует правильному физическому смыслу. Выбор знака при решении квадратного уравнения определяется знаком постоянной Холла и соотношением между плотностями электронов и дырок. В данном случае, при положительной постоянной Холла и при большей электронной плотности действительно следует выбирать меньший корень (знак минус), поскольку в противоположном случае дырочная подвижность оказывается отрицательной (хотя должна быть положительной в силу определения).

Некоторые значения подвижности можно сравнить с данными, приведенными в работе [1]. Например, подвижность электронов для Mo-Re 7ат% при $T=80\text{K}$ имеет значение $\mu_e = 62\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{сек}^{-1}$, совпадающее с табличными данными работы [1]. Температурные зависимости подвижности электронов для Mo и сплавов Mo-Re приведены на графике рис. 2.

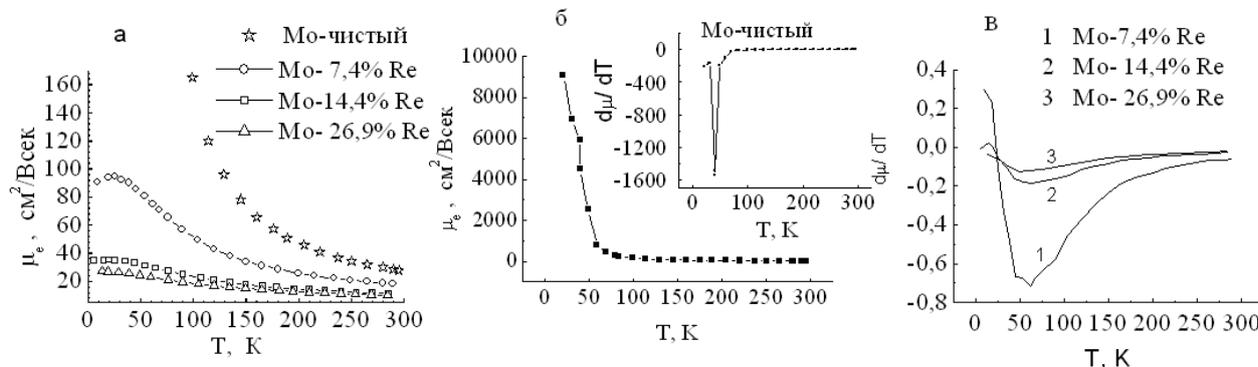


Рис.2. Зависимость подвижности и ее производной по температуре от температуры а) подвижность Mo и сплавов Mo- Re; б) подвижность и производная подвижности по температуре Mo; в) производные подвижности по температуре сплавов Mo- Re.

Из этих результатов видно, что для Mo и сплавов Mo-Re с концентрациями 7ат% Re и 14ат% Re подвижность электронов нелинейно уменьшается с увеличением температуры. Резкое падение подвижности, достигая минимального изменения при 50К, как видно по ходу ее производной по температуре (рис.1б, 1в.), сменяется плавной зависимостью с дальнейшим насыщением при увеличении температуры. Это соответствует минимуму производной $d\mu/dT$, затем рост производной с дальнейшим обращением в нуль выше $\sim 50\text{K}$, как для Mo, так и для сплавов Mo-Re. Для чистого Mo эти зависимости резкие. Добавление примеси размывает особенности, но характерные точки, а именно минимум производной и выход на насыщение выше $\sim 50\text{K}$ остаются.

Зависимость подвижности от концентрации для сплавов Mo-Re при различных фиксированных температурах имеет такой же характер, как и температурная зависимость для сплавов с фиксированной концентрацией. Зависимости μ (Cat%) приведены на рис. 3. по данным [1] в логарифмическом масштабе.

Из этого графика видно, что повышение температуры приводит к размытию концентрационных зависимостей. Сравнивая результаты, приведенные на рис.2 и рис.3 видно, что примесь рения и температура влияют на подвижность электронов идентичным образом. Аналогичные результаты получены по данным работы [2] при исследовании температурной зависимости проводимости, $\sigma(T)$ для Mo и его сплавов с примесью Re.

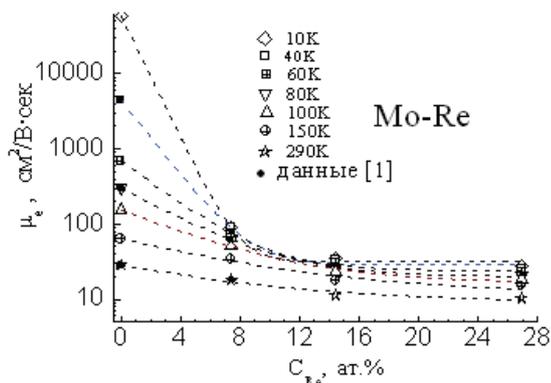


Рис.3. Зависимость подвижности Mo и сплавов Mo- Re от концентрации при различных температурах по данным [1].

получаем параметр затухания $\Gamma=22\text{K}$, а $d\Gamma/dC_{\text{at}\%} \sim 3\text{ K/at}\%$, тогда для сплава Mo с 10ат% Re параметр Γ составит $\sim 30\text{K}$. Это значение совпадает с результатом $\Gamma=30\text{K}$ для сплава Mo-10ат% Re, определенным в работе [9] по независимым экспериментальным данным термо-ЭДС. Такое соответствие результатов, полученных из разных экспериментов, свидетельствует о корректном определении величины μ_e .

Заметим, что экспоненциальная температурная зависимость проводимости Mo до $\sim 50\text{K}$, наблюдаемая в

Из полученных данных можно оценить значение параметра затухания, исходя из результатов измерения температурной зависимости постоянной Холла и удельного сопротивления [1]. Как пример приведем оценку для сплава Mo-7,4ат.%Re при низких температурах, когда время релаксации определяется рассеянием на примесях. Времена релаксации определим, исходя из выражения $\tau = \frac{m_e \mu}{e}$, где m_e - масса свободного электрона, e - заряд электрона, μ - подвижность носителей. Тогда параметр затухания Γ определяется выражением $\Gamma = \frac{\hbar}{2\pi k \tau} = \frac{\hbar e}{2\pi k \mu m_e}$ [19], где

k - постоянная Больцмана. Используя значение подвижности электронов μ_e для сплава Mo-7,4ат.% Re

работе [2], находится в соответствии с зависимостью подвижности электронов Mo от температуры, полученной в данной работе с использованием независимых экспериментальных данных по эффекту Холла [1], и характерна для проводимости полупроводников. Переход к насыщению в этих зависимостях выше $\sim 50\text{K}$, то есть отсутствие зависимости подвижности от температуры, характерно для металлов. Смена одного механизма проводимости другим можно отнести к переходу металл-диэлектрик, связанному с близостью уровня Ферми к критическим точкам электронного спектра Mo.

Следует отметить, что для Mo резкое экспоненциальное уменьшение удельной проводимости в указанной области температур [2], происходит только лишь под влиянием температуры как внешнего воздействия, и следовательно связано с изменением динамики движения электронов. Интервал температур до $\sim 50\text{K}$ соответствует изменению энергии $kT = 0,0043\text{ эВ}$. По данным работы [2] этот же интервал энергии можно пройти уровнем Ферми под действием примеси рения до $\sim 3\text{-}4\text{ат}\%$ Re в Mo, но при низких температурах, и получить аналогичную зависимость удельной проводимости Mo от концентрации Re при фиксированной температуре в том же интервале энергетической шкалы. Поэтому авторы данной статьи предполагают, что наблюдаемые особенности проводимости и подвижности электронов в Mo могут быть связаны с электронами, заполняющими энергетические состояния у дна зоны, тогда в обоих случаях динамика движения электронов имеет особенности. Это может происходить как результат электронно-топологических переходов при изменении положения уровня Ферми относительно критических энергий электронного спектра либо у дна зоны уже существующей малой группы электронов в металле. В случае электронно-топологических переходов эти особенности соответствуют сопутствующему переходу металл-диэлектрик, или появлению квазидискретного характера электронного спектра (локализации электронов) в узкой области энергий у дна новой зоны до края подвижности на фоне сплошного спектра свободных электронов. Такие электроны имеют тяжелые эффективные массы и приводят к U-процессам рассеяния и активированному (прыжковому) характеру проводимости для этих электронов. В случае Mo экспоненциальный ход проводимости и подвижности в интервале температур до $\sim 50\text{K}$ обусловлен близостью уровня Ферми к критической точке ε_{k1} – энергии зарождения электронной линзы ниже уровня Ферми (см. $\varepsilon(k)$ [5]).

В работе [2] показано, что для проявления таких особенностей не важно под влиянием какого внешнего параметра изменяется ε_F , а существенно какой энергетический интервал пройден уровнем Ферми относительно критических точек электронного спектра и в каком направлении. Это означает, что при переходе уровня Ферми через критическую точку электронного спектра или, приближаясь к ней, электроны, заполняющие новую энергетическую зону, «локализованы» в узком интервале энергий до края подвижности и существенным оказывается энергия активации, при которой происходит делокализация электронов, что характерно для переходов металл-диэлектрик. По нашим предположениям для Mo край подвижности соответствует $\sim 50\text{K}$.

Аналогичные особенности в проводимости с учетом возможного перехода Пайерлса, когда в проводимости существенными становятся процессы переброса (скачкообразный характер проводимости с участием фононов), рассматривались в работе [21], хотя без ссылок на эксперимент.

Результаты данной работы качественно отражают изменение характера проводимости в случае близости уровня Ферми к критическим точкам электронного спектра, когда механизм переноса заряда оказывается чувствительным к малейшему смещению энергии Ферми. Мы наблюдаем в Mo смену одного механизма проводимости характерного для полупроводников другим, присущим для металлов.

Обратим внимание на то, что в Mo критическую энергию ε_{C1} ниже уровня Ферми, которая соответствует малой электронной линзе, можно рассматривать как зарождение малой полости ПФ, но при меньших энергиях по сравнению с ε_{C2} . Тогда свойства этих электронов должны быть аналогичны тем, которые образовали малую полость поверхности Ферми в сплавах Mo-Re с концентрациями рения выше $10\text{ат}\%$ [8,9]. Другими словами, динамика электронов малых групп имеют особенности, связанные с их локализованными состояниями в окрестности особых точек.

Энергия Ферми Mo находится в зазоре $\varepsilon_C - \varepsilon_F$ между двумя критическими энергиями $\varepsilon_{C2} > \varepsilon_F > \varepsilon_{C1}$. Примесь рения повышает уровень Ферми. Концентрация рения $7\text{ат}\%$ в Mo соответствует приближению уровня Ферми к критической точке ε_{C2} электронного спектра Mo, при которой происходит электронно-топологический переход ЭТП [8,9] и росту малой электронной линзы с критической энергией ε_{C1} . Тогда, наблюдаемые экстремумы производной подвижности по температуре при $\sim 50\text{K}$, можно сопоставлять с прохождением уровня Ферми через особенность по температуре, соответствующую краю подвижности электронов, локализованных на краю спектра. По отношению к особенности ε_{C1} - это делокализация электронов малой электронной линзы, зародившейся при ε_{C1} .

Концентрация $14\text{ат}\%$ Re в Mo соответствует положению уровня Ферми выше критической точки ε_{C2} , когда под действием примеси $\sim 10\text{ат}\%$ рения возникла новая электронная группа с локализованными электронами на краю спектра – дно новой зоны в точке ε_{C2} . Уровень Ферми для $14\text{ат}\%$ Re удаляется от критической точки ε_{C2} и локализованные состояния электронов, приближаясь к краю подвижности $\sim 50\text{K}$, делокализуются, минимум производной $d\mu/dT$ размывается в соответствии с увеличением параметра затухания Γ . Изменение

подвижности практически исчезает при содержании примеси рения $\sim 26\text{at}\%$ в Мо, когда критические энергии электронного спектра и край подвижности малых групп пройдены и проводимость приобретает металлический характер. Край подвижности определяется энергией активации, которая, как видно из эксперимента, для Мо соответствует $\sim 50\text{K}$. Таким образом, для Мо и сплавов Мо-Re с концентрациями ниже $10\text{at}\%$ Re, наблюдаемые особенности проводимости и подвижности электронов можно отнести к малой электронной линзе с $\mathcal{E}_{C1} < \mathcal{E}_F$ близкой к энергии Ферми.

Дырочные полости поверхности Ферми в соответствии с $\mathcal{E}(k)$ Мо находятся намного дальше от уровня Ферми по сравнению с электронными: $\mathcal{E}_{C1} < \mathcal{E}_F$ дно зоны для электронной линзы и $\mathcal{E}_{C1} > \mathcal{E}_F$ - дно незаполненной зоны, поэтому в данной работе уделяется внимание только особенностям электронной подвижности, связанной с малыми электронными полостями поверхности Ферми.

Кроме того, различные методы исследований проводимости или $\rho(T)$ Мо: показали ряд особенностей, которые не укладываются в рамки классического рассмотрения зависимости $\rho(T)$: 1) отсутствует участок зависимости, связанный с рассеяния электронов на статических дефектах; температурной зависимости на начальном участке пропорциональна T^4 [11], что отражает влияние малых участков поверхности Ферми на кинетические характеристики [21]. Для проводимости – это процессы переброса, связанные в Мо с критической энергией \mathcal{E}_{C1} , относящейся к зарождению малой электронной линзы.

Результаты, приведенные в данной работе, показывают, что критические точки электронного спектра являются причиной частичной диэлектризации электронов (их локализации), участвующих в формировании малых участков поверхности Ферми в узком интервале энергий. Под влиянием внешних воздействий (температура, излучение) при достижении края подвижности электроны принимают свойства свободных.

Приведенные результаты позволяют предположить, что условия электронно-топологических переходов одновременно удовлетворяют условиям перехода металл-диэлектрик в направлении $\mathcal{E}(k)$ относительно границ зоны Бриллюэна, где имеется узкий зазор-щель между уровнем Ферми и этой границей. Можно предположить, что это соответствует частичной диэлектризации электронного спектра, что приводит к особенностям физических характеристик.

ВЫВОДЫ

1. Показано, что близость энергии Ферми к критическим точкам электронного спектра может привести к изменению энергетического состояния электронов в узком интервале энергий. Изменение положения уровня Ферми относительно этих точек может привести к пересечению уровнем Ферми критической точки электронного спектра, что приводит к двум особенностям: появление новых участков поверхности Ферми и квазидискретному характеру электронного спектра у дна зоны. Это в свою очередь приводит к особенностям кинетических характеристик, связанным с краем подвижности для электронов, локализованных на краю спектра. Край подвижности определяется энергией активации, необходимой для делокализации той части электронов, которая находится в окрестности особых точек электронного спектра и соответствует переходу от одного механизма проводимости к другому.
2. Показано, что такие особенности проявляются в температурных зависимостях подвижности электронов в Мо и сплавах Мо-Re, как минимум в производной подвижности по температуре при $\sim 50\text{K}$. Эти результаты получены по экспериментальным литературным данным эффекта Холла для Мо и сплавов Мо-Re. Минимум в производной подвижности по температуре при 50K соответствует переходу от экспоненциальной зависимости к степенной при этой же температуре с дальнейшим насыщением в температурной зависимости проводимости для таких же образцов, исследованных другими методами.
3. По нашим предположениям наличие малых групп в металлах могут быть причиной наблюдаемых особенностей, которые свидетельствуют о частичной диэлектризации электронного спектра в узком интервале энергий той части электронов, которая заполняет энергетические состояния у дна зоны.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Royal Cox W., Hayes D.J., Brotzen F.R. Temperature dependence of the Hall effect and resistivity in single crystals of Mo and Nb and Mo-rich-Re, Mo-Nb, and Nb-rich-Zr alloys // Phys. Rev.B.- 1973.- Vol.7, №8.- R.3580-3588.
2. Ignatyeva T.A. Partial dielectric behavior of the Mo electron spectrum as an effect of Van Hove singularities // International Scientific Journal Semiconductor Physics Quantumelectronics and Optoelectronics. - 2011.- Vol.14, №4. - P. 482-489
3. Zaytsev R.O., Kuz'min E.V., Ovchinnikov S.G. Osnovnye predstavleniya o perekhodakh metall-dielektrik v soedineniyakh 3-1 metallovo // Uspekhi fizicheskikh nauk. -1986.-Tom 148. -Vyp. 4. -S. 603-633,
4. Katsnel'son M.I., Trefilov A.V. Ob elektronnykh fazovykh perekhodakh, obuslovlennykh korrelyatsionnymi effektami // Pis'ma ZhETF. -1984.-T. 40. - S.303.
5. Iverson R.J., Hodges L. Molybdenum: band structure, Fermi surface and spin orbit interaction // Phys. Rev. B. - 1973.- Vol.8, №4.- R.1429-1432.
6. Lifshits I.M. Ob anomalnykh elektronnykh kharakteristik metalla v oblasti bol'shikh davleniy // ZhETF.- 1960.- T.38, vyp.5.- S.1569-1576.

7. Makarov V.I., Bar'yakhtar V.G. Ob anomal'yakh temperatury sverkhprovodyashchego perekhoda pod davleniem //ZhETF.- 1965.- T.48, vyp.6.- S.1717-1722.
8. Ignat'eva T.A., Gann V.V., Velikodnyy A.N. Issledovanie elektronno-topologicheskogo perekhoda v sverkhprovodyashchikh splavakh Mo-Re, Mo-Re-Nb //FNT. -1994.- T.20 (11). – C.1133-1141.
9. Ignat'eva T.A., Velikodnyy A.N. Osobennosti termoeds splavov Mo-Re, Mo-Re-Nb i elektronno-topologicheskii perekhod v etikh sistemakh // FNT.-2002. - T.28, №6.- S.569- 579.
10. Ignat'eva T.A., Velikodnyy A.N., San'kov A.A. O temperaturnoy zavisimosti udel'nogo soprotivleniya v splavakh Mo-Re, Mo-Re-Nb // VANT. Seriya: «Vakuum, chistye materialy, sverkhprovodniki» -2004. -Vyp.(14), №6. -C.89-92.
11. Ignat'eva T.A. Osobennosti elektronnoogo spektra i temperaturnaya zavisimost' udel'nogo soprotivleniya mplybdena. // Visnik Kharkivs'kogo universitetu. Seriya fizichna: «Yadra, chastinki, polya». – 2007. - № 763. - Vip. 1/33. - R. 81-87.
12. Ignat'eva T.A., Velikodnyy A.N. Osobennosti elektronnoogo spektra splavov s elektronno-topologicheskim perekhodom i ikh vliyanie na fizicheskie svoystva // Izvestiya RAN seriya fizicheskaya. - 2007. – T.71(8). - S. 1104-1107.
13. Ignat'eva T.A. Vliyanie osobennostey Van-Khova na temperaturnuyu zavisimost' udel'nogo soprotivleniya Mo // Metallofizika i noveyshie tekhnologii. - 2009.-T.31, №2. – S.277-286.
14. Ignat'eva T.A O lokalizatsii elektronov pri elektronno-topologicheskome perekhode v splavakh Mo-Re // Fizika tverdogo tela. – 2007.- T.49. – Vyp.3. -C.389-397.
15. Mott N.F. Perekhody metall-izolyator. - M.: Nauka, 1979. - 342 s.
16. Van Hove L. The occurrence of singularities in the elastic frequency distribution of a crystal // Phys. Rev.- 1953.- Vol.89, №6.- R.1189-1193.
17. Smith T.F., Shelton R.N. Pressure dependence of Tc for the transition metals: bcc solid solution alloys in the system Zr-Nb-Mo-Re // J. Phys. F: Metal Phys. - 1975. - Vol.5, №5. - R.911-922.
18. Velikodnyy A.N. O svyazi efekta razuprochneniya s osobennostyami elektronnoogo spektra v splavakh Mo-Re //Voprosy Atomnoy nauki i tekhniki. - Seriya: Vakuum, chistye materialy, sverkhprovodniki (18). - 2009. -№6. -S. 189-193.
19. Blatt F. Fizika elektronnoy provodimosti v tverdykh telakh. - M.: Mir, 1971. - 470 s.
20. Ageev N.V., Shekhtman V.Sh. Rentgenograficheskoe issledovanie splavov reniya s molibdenom // Izvestiya AN SSSR. Seriya fizicheskaya. - 1959. - T.23, - №5. - S.650-651.
21. Gurzhi, R.N., Kopeliovich A.I. Nizkotemperaturnaya elektroprovodnost' chistykh metallov // UFN.-1981.-T.133.-Vyp 1, S.33-74.

ЕВГЕНИЙ ДМИТРИЕВИЧ ВОЛКОВ

(03. 03. 1934 – 16. 01. 2012)

Мы потеряли Евгения Дмитриевича Волкова, известного физика в области удержания и нагрева плазмы в тороидальных магнитных ловушках и коллективных явлений в плазме

Е.Д. Волков родился 3 марта 1934 г. в селе Ближнепесочное Горьковской области в семье военнослужащего. После окончания в 1952 г. с золотой медалью школы №1 в г. Чугуеве Харьковской области, поступил на ядерное отделение физико-математического факультета Харьковского государственного университета.

Всю свою сознательную жизнь Евгений Дмитриевич проработал в Харьковском физико-технический институте. Он пришел во ФТИ АН УССР (ныне Национальный научный центр «ХФТИ») после окончания Харьковского госуниверситета в 1957 году. Уже в первые годы работы он с коллегами обнаружил эффект аномального сопротивления плазмы.

В 1960 году, после включения института по инициативе И.В. Курчатова в программу тороидального магнитного удержания плазмы СССР, академик К.Д. Синельников и член-корреспондент В.Т. Толок предложили Е.Д. Волкову возглавить группу по сооружению первого в Украине стелларатора «Сириус». Это задание было успешно выполнено в рекордно короткие сроки и в начале 1964 г. на «Сириусе» были начаты первые эксперименты.

За время сооружения этой установки коллектив молодых ученых (П.Я. Бурченко, В.Г. Василенко, В.А. Рудаков) под руководством Е.Д. Волкова, проанализировав результаты неудачных экспериментов американских физиков на первых стеллараторах, сформулировали программу стеллараторных исследований в Харькове. На стеллараторе «Сириус» эта группа доказала необходимость тщательной настройки магнитной системы. Впервые они измерили граничное газокINETическое давление плазмы, при котором происходит нарушение равновесия плазменного шнура в стеллараторе, выяснили и изучили дрейфовую неустойчивость плазмы и показали, что она ответственна за аномально высокие потери частиц и энергии плазмы поперек магнитного поля.

Другим направлением работ на стеллараторе «Сириус» было исследование аномалии электропроводности плазмы и ее турбулентного нагрева. Применение токового турбулентного нагрева позволило получить рекордные на то время температуры плазмы (до 1 кэВ).

В результате этой серии экспериментов были сделаны важные выводы, открывшие новый этап исследований удержания плазмы в стеллараторах. Было обнаружено, что потери плазмы поперек магнитного поля могут быть уменьшены за счет стабилизации дрейфовой неустойчивости широм магнитного поля. При меньших токах в плазме потери частиц также уменьшались. Этот вывод привел к необходимости перехода к бестоковым методам создания и нагрева плазмы в стеллараторах. Показано, что в стеллараторах может быть существенно превышен бомовский предел как по времени жизни плазмы, так и по энергетическому времени.

Эти результаты внесены в государственный реестр открытий под названием «Явление турбулентного нагрева и аномального сопротивления плазмы» (1973 г., диплом № 112).

В 1970 году Е.Д. Волков и А.В. Георгиевский выступили с инициативой создания в УФТИ новой стеллараторной установки – торсатрона с дивертором «Ураган-3М», предложенной впервые В.Ф. Алексиним.

В 1974 году была создана лаборатория для координации работ по сооружению торсатрона «Ураган-3М» и его научному сопровождению, руководство которой было поручено Е.Д. Волкову. В этой лаборатории с 1973 г. по 1981 г. был выполнен цикл работ по обоснованию концепции термоядерного реактора на базе торсатрона с дивертором и проведена серия исследований процессов взаимодействия плазмы с поверхностью первой стенки в стеллараторе.

Было показано, что смещение плазменного шнура внутрь приводит к уменьшению потерь плазмы. Этот эффект в настоящее время используется на самой крупной стеллараторной установке мира гелиотроне LHD (Япония).

С 1988 по 2009 г. Е.Д. Волков руководил отделом стеллараторов, крупнейшим научным отделом Института физики плазмы ННЦ «ХФТИ». Основная программа этого отдела – проведение экспериментальных исследований нагрева и удержания высокотемпературной плазмы в тороидальных магнитных ловушках стеллараторного типа. Были получены важные результаты, которые признаны мировым стеллараторным сообществом (асимметрия диверторных потоков, изучена Леви-турбулентность периферийной плазмы, режимы улучшенного удержания).

В 1969 году Е.Д. Волков защитил кандидатскую диссертацию на тему «Коллективные взаимодействия в плазме токового нагрева в стеллараторе», а в 1992 году – докторскую диссертацию на тему «Коллективные свойства плазмы токового разряда в стеллараторе».

Е.Д. Волков уделял большое внимание подготовке научных кадров в области физики плазмы и УТС. С 1988 по 2009 год он читал курс лекций «Удержание плазмы» студентам кафедры физики плазмы физико-технического факультета Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. Его воспитанники, закончившие этот факультет, работают в научных организациях Украины и в ряде зарубежных центров, подтверждая высокий уровень и высокий авторитет Харьковской научной школы физики плазмы.

Научно-педагогическая работа Е.Д. Волкова отмечена званием «Соросовский профессор» (1996 г.) и знаком «Отличник образования Украины» МОН Украины (2003 г.).

Результаты научной деятельности Е.Д. Волкова отражены в 400 публикациях, в том числе в двух монографиях (Волков Е.Д., Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Сухомлин Е.А. «Коллективные явления в токонесущей плазме», которая была издана в Украине (Наукова думка, Киев, 1979, 186 с.) и за границей (Volkov E.D., Perepelkin N.F., Suprunenko V.A., Sukhomlin E.A. *Collective phenomena in current-carrying plasma*. Gordon and Breach Science Publishers, 1985, 247p. и Волков Е.Д., Супруненко В.А., Шишкин А.А. «Стелларатор», Наукова думка, Киев, 1983, 312 с.).

Научная деятельность Е.Д. Волкова отмечена рядом премий Украины (Государственная премия Украины в области науки и техники (2005 г.), АН УССР им. К.Д. Синельникова за монографию «Стелларатор» (1985 г.), премия ЦК ВЛКСМ Украины им. Н. Островского (1970 г.)). В 1996 г. был избран членом Нью-Йоркской академии наук. В 2003 г. награжден знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности».

Во всех обстоятельствах, порой весьма не простых, при общении с сотрудниками Е.Д. Волков всегда отличался корректностью, доброжелательностью, стремлением оказать необходимую помощь по всем проблемам, как производственным, так и личным.

Он был не только профессионалом в науке, но и прекрасным человеком, отцом, мужем, дедушкой. Вечная память о нем навсегда сохранится в наших сердцах.

Коллективы ИФП ННЦ «ХФТИ» и ФТФ ХНУ имени В.Н. Каразина.

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРІВ

“Вісник Харківського національного університету” (серія: фізична «Ядра, частинки, поля») є збірником наукових робіт з фізики елементарних частинок, ядерної фізики, фізики плазми та плазмових технологій, фізики твердого тіла та радіаційної фізики. Журнал публікує наукові статті, короткі повідомлення, оглядові статті та рецензії на книги. До публікації у збірнику приймаються статті, які підготовлені у відповідності до правил для авторів і які отримали дві позитивні рецензії. Рукописи, які не відповідають правилам не розглядаються.

Для редагування тексту у MS Office Word можна застосовувати шаблон з готовими стилями, який розміщений на сайті журналу:

<http://www-nuclear.univer.kharkov.ua>.

Об'єм статті, мова, супровідні документи. До редакції подається рукопис об'ємом не менше 3-х сторінок українською, російською або англійською мовами в двох екземплярах з направленням закладу і актом експертизи, а також повний електронний варіант статті у форматі MS Office Word, а також ОКРЕМО електронні варіанти усіх рисунків у форматах "bmp", "tiff" або "jpg". Безпосередня вставка рисунків з інших програм не допускається. Якість рисунків повинна бути достатньою для відтворення тонких ліній, градацій відтінків та кольорів при чорно-білому друці. Редакція залишає за собою право вимагати поліпшення якості малюнків для отримання задовільної якості чорно-білого друку.

Папір, формат, поля. Текст друкується на білих листах формату А4 через один інтервал. Рекомендується використовувати редактор MS Word, шрифт Times New Roman (Cyr), редактор формул MathType версія 5.0 і вище. Поля справа, зліва і знизу по 2 см, зверху - 3 см.

Нумерація сторінок. Сторінки нумеруються послідовно на зворотному боці листа олівцем.

Підписи авторів. Один екземпляр рукопису повинен бути підписаним на зворотному боці листа усіма авторами.

ПОСЛІДОВНІСТЬ РОЗМІЩЕННЯ МАТЕРІАЛУ

Індекс класифікації. На першій сторінці зверху пропускаються два рядка; у третьому рядку у лівому верхньому куті друкується УДК (*курсив*, 9 pt.) і/або PACS і значення індексу.

Назва статті, список авторів статті. Нижче індексу класифікації після пропуску одного рядка розміщується назва статті (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., усі букви прописні, вирівнювання по центру). Нижче назви статті після пропуску одного рядка друкуються ініціали і прізвища авторів (прямий напівжирний шрифт, 12 pt., вирівнювання по центру).

Назва і адреса організації, що представляють автори. Нижче списку авторів у наступному рядку друкуються повні назви і адреси організацій, які представляють автори (шрифт *курсив*, 9 pt., вирівнювання по центру), у наступному рядку - адреса електронної пошти для переписки. Якщо організацій декілька, то для вказівки відповідності авторів і організацій слід застосовувати виноски зірочкою або цифрами.

Дата представлення статті в редакцію. Нижче адреси електронної пошти друкується дата представлення статті в редакцію: число - цифрами, місяць - прописом, рік - цифрами (шрифт прямий, 9 pt., вирівнювання по центру).

Реферати, ключові слова іншими мовами*. Після пропуску одного рядка друкується реферат мовою статті об'ємом не менше ніж 500 знаків без відступів, з коротким викладом постановки задачі, методів, що були використані та основних результатів (шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині). Слово "реферат" не друкується. У наступному рядку після слів (мовою статті) "КЛЮЧОВІ СЛОВА:" (прописом, шрифт прямий напівжирний, 9 pt., без відступу) мовою статті розміщуються ключові слова (5-8 слів, шрифт прямий 9 pt., вирівнювання по ширині). Далі після пропуску одного рядка двома іншими мовами друкується назва статті (шрифт прямий напівжирний 9 pt., вирівнювання по центру), список авторів (шрифт прямий напівжирний 9 pt., вирівнювання по центру), список організацій, що представляють автори (шрифт *курсив* 9 pt., вирівнювання по центру), текст реферату та ключові слова.

Основний текст статті, абзацний відступ. Нижче реферату після пропуску одного рядка друкується основний текст статті (шрифт прямий 10 pt.). Абзацний відступ 0,75 см.

Розбиття статті на розділи. Рекомендується розбиття статті на такі розділи: вступ (назва цього розділу не друкується) **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** (обов'язково для експериментальних робіт), **РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ, ВИСНОВКИ.**

Для теоретичних робіт допускається більш вільний розподіл матеріалу на розділи, наприклад, замість розділу **МАТЕРІАЛИ І МЕТОДИ** рекомендуються розділи **ПОСТАНОВКА ЗАВДАННЯ, МОДЕЛЬ** і тому подібне. Розділи не нумеруються, в назвах розділів усі букви прописні і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. При необхідності розділи діляться на підрозділи. Назви підрозділів друкуються з великої літери і виділяються напівжирним шрифтом, вирівнювання по центру. Після кожного розділу чи підрозділу залишається один пустий рядок.

Фонди, гранти. Наприкінці тексту статті після пропуску одного рядка, якщо потрібно, вказується назва фонду, який фінансував роботу, і номер гранту.

Формули, таблиці, малюнки, підписи, нумерація. Математичні і хімічні символи, рівняння і формули друкуються в тексті статті за допомогою програми Math Type. Рисунки вставляються в текст статті у форматах: «bmp», «tiff» або «jpg». Всі надписи на рисунках і осях друкуються шрифтом не менше 8 pt. Підписи під рисунками друкуються шрифтом 9 pt. Формули, таблиці і рисунки послідовно нумеруються арабськими цифрами, наприклад: (1); Табл. 1; Рис. 1. Назва таблиць і рисунків є обов'язковими.

Посилання і список літератури. Використані у рукопису літературні джерела нумеруються в порядку цитування в тексті, номер посилання друкується в квадратних дужках. Список літератури (шрифт прямий 9 pt.) розміщується відразу за основним текстом статті і виділяється як розділ **СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ** (шрифт прямий напівжирний 9 pt.). Не допускаються посилання на неопубліковані роботи.

* For foreign authors is sufficient to provide abstracts in Russian and English.

Для зарубěžных авторов достаточно рефератов на русском и английском.

Наукове видання

**Вісник Харківського національного університету
імені В.Н. Каразіна
№991**

серія: фізична
“Ядра, частинки, поля”

Збірник наукових праць
українською, російською, англійською мовами

Коректор - Коваленко Т.О.
Технічний редактор - Гірник С.А.
Комп'ютерне верстання - Гірник С.А.

Підписано до друку 12.03.2012. Формат 60x84 /8. Папір офсетний. Друк ризографічний.
Ум. друк. арк. 16,8. Обл.-вид. арк. 13,44.
Тираж 150 пр. Ціна договірна

61077, Харків, пл. Свободи, 4
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

Надруковано: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна
61077, Харків, пл. Свободи 4, тел. +380-057-705-24-32
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09

ISSN 2221-7754

«Вісник Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна», № 991
серія: фізична «Ядра, частинки, поля», 2012, вип. 1 /53/