

Volume 2 • Number 1 • 2015

ISSN 2312-4334

---

# **East European Journal of Physics**

---



**V.N. Karazin Kharkiv National University Publishing**

ISSN 2312-4334

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

# **East European Journal of Physics**

Volume 2 · Number 1

2015

# East European Journal of Physics

---

EEJP is an international peer-reviewed journal devoted to experimental and theoretical research on the nuclear physics, cosmic rays and particles, high-energy physics, solid state physics, plasma physics, physics of charged particle beams, plasma electronics, radiation materials science, physics of thin films, condensed matter physics, functional materials and coatings, medical physics and physical technologies in an interdisciplinary context.

Published quarterly in hard copy and online by Karazin Kharkiv National University Publishing.

ISSN 2312-4334 (Print), ISSN 2312-4539 (Online)

The editorial policy is to maintain the quality of published papers at the highest level by strict peer review.

Approved for publication by the Academic Council of the Karazin Kharkiv National University (April 27, 2015, protocol No.4)

## Editor-in-Chief

Azarenkov N.A., Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

## Deputy editor

Girka I.O., Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

## Executive Secretary

Girnyk S.A., Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine

## Editorial Board

Adamenko I.N., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Akulov V.P., City University of New York, USA

Antonov A.N., Institute of Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria

Barannik E.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Beresnev V.M., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Berezhnuy Yu.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Bizyukov A.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Bragina L.L. STU Kharkiv Polytechnical Institute, Ukraine

Broda B., University of Lodz, Poland

Budagov Yu.A., Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia

Dovbnya A.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Dragovich B.G., University of Belgrade, Serbia

Duplij S.A., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Garkusha I.E., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Gofman Yu., Jerusalem College of Technology, Israel

Grekov D.L., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Karnaukhov I.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Khodusov V.D., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Kondratenko A.N., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Korchin A.Yu., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Krivoruchenko M.I., Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

Lavrinenko S.D., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Lazurik V.T., Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Mel'nik V.N., Institute of Radio Astronomy, Kharkiv, Ukraine

Merenkov N.P., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Neklyudov I.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Noterdaeme J.-M., Max Planck Institute for Plasma Physics, Garching, Germany

Nurmagambetov A.Yu., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Onyschenko I.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Ostrikov K.N., Plasma Nanoscience Centre Australia, Clayton, Australia

Peletminsky S.V., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Pilipenko N.N., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Radinschi I., Gheorghe Asachi Technical University, Iasi, Romania

Slyusarenko Yu.V., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Smolyakov A.I., University of Saskatchewan, Saskatoon, Canada

Shul'ga N.F., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Tkachenko V.I., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Voyevodin V.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

Yegorov O.M., NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology, Ukraine

## Editorial office

Department of Physics and Technologies

Karazin Kharkiv National University

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

Ukraine

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

E-mail: [eejp@univer.kharkov.ua](mailto:eejp@univer.kharkov.ua)

Web-pages: <http://eejp.univer.kharkov.ua>, <http://periodicals.karazin.ua/eejp> (Open Journal System)

Certificate of State registration No.20644-10464P, 21.02.2014

# East European Journal of Physics

Volume 2

Number 1

2015

---

## REVIEWS

- Localized vortices in two-dimensional hydrodynamic media** 4  
V.V. Yanovsky, A.V. Tur, K.N. Kulik

## ORIGINAL PAPERS

- Oxygen depletion of mylar under bombardment of 1.0 and 1.6 MeV protons** 15  
V.N. Bondarenko, A.V. Goncharov, V.I. Sukhostavets, S.G. Karpus, V.V. Kuzmenko, K.V. Shebeko
- Elementary convection cell in the horizontal layer of viscous incompressible liquid with rigid and mixed boundary conditions** 23  
O.L. Patochkina, B.V. Borts, V.I. Tkachenko
- State function in unstable convective medium** 32  
I.V. Gushchin, A.V. Kirichok, V.M. Kuklin
- Correlation function and the power spectrum of the doppler ultrasound response signal of uniformly accelerated scatterers in fluid flow** 36  
E.A. Barannik, O.S. Matchenko
- Radiation-shielding properties of polymer composite materials** 41  
E.M. Prokhorenko, V.F. Klepikov, V.V. Lytvynenko, A.A. Zakharchenko, M.A. Khazhmuradov, A.I. Morozov, V.V. Kolesnikova
- Single and dual ion irradiation effects on swelling behavior of EP-450 ferritic-martensitic steel** 46  
Y.E. Kupriyanova, V.V. Bryk, A.S. Kalchenko, V.N. Voyevodin
- Study uniform distribution of elements in the oxide dispersive strengthened (ODS) steel** 53  
D.V. Koblik, V.V. Levenets, O.P. Omelnik, A.O. Shchur, B.V. Borts, I.V. Korotkova, V.I. Tkachenko
- Peculiarities of mechanical properties of high-purity, iodide and hafnium GFE-1 in temperature range 20...900°C** 60  
L.S. Ozhigov, N.N. Pilipenko, P.N. V'jugov, V.I. Savchenko, A.G. Rudenko, Y.A. Krainyuk, R.V. Azhazha, O.E. Kozhevnikov
- Study of acoustic emission during deformation of magnesium** 63  
I.I. Papirov, P.I. Stoev, A.I. Pikalov, T.E. Emlyaninova
- The formation of topological defects on graphite surface** 71  
V.G. Kirichenko
- RF electromagnetic field absorption inside helicon ion source in nonaxial magnetic field** 77  
O.V. Alexenko, V.I. Miroshnichenko, V.I. Voznyi
- Opportunity of unified description of photo and electro processes on light nuclei in covariant approach with exactly conserved EM current** 88  
P.E. Kuznietsov

PACS: 47.32.C

## LOCALIZED VORTICES IN TWO-DIMENSIONAL HYDRODYNAMIC MEDIA

V.V. Yanovsky<sup>1,2</sup>, A.V. Tur<sup>3</sup>, K.N. Kulik<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Single Crystals, Nat. Academy of Science  
Ukraine, Lenine Ave.60, Kharkov 31001, Ukraine  
e-mail: [yanovsky@isc.kharkov.ua](mailto:yanovsky@isc.kharkov.ua)*

<sup>2</sup>*V.N. Karazin Kharkiv National University  
Sq. Svobody 4, Kharkiv, 61022 Ukraine*

<sup>3</sup>*Universite Toulouse [UPS], CNRS, Institute of Research for Astrophysics and Planetology  
9 avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France*

Received December 4, 2014

The review covers the main achievements in the field of the dynamics of strongly localized vortices in two-dimensional hydrodynamic media. The types of point vortices and their motion equations are discussed. The consideration is focused on dipole point vortices, a new type of point vortices. Investigated is the influence of the boundaries of the vortices on the character of their motion, and some new stationary fluid flows. The impact of potential waves on the interacting point vortices leads to new effects also considered in the review.

**KEY WORDS:** point vortices, dynamics, interaction, liquid boundary, sound wave, stationary structure

### ЛОКАЛІЗОВАНІ ВИХОРИ У ДВОВИМІРНИХ ГІДРОДИНАМІЧНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

В.В. Яновський<sup>1,2</sup>, А.В. Тур<sup>3</sup>, К.М. Кулик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Інститут монокристалів, Національна Академія Наук України  
пр. Леніна 60, 61001 Харків, Україна*

<sup>2</sup>*Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна  
майдан Свободи, 4, 61022, Харків, Україна*

<sup>3</sup>*Universite Toulouse [UPS], CNRS, Institute of Research for Astrophysics and Planetology  
9 avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France*

В огляді розглянуті основні досягнення в області динаміки сильно локалізованих вихорів у двовимірних гідродинамічних середовищах. Обговорюються типи точкових вихорів і їхні рівняння рухів. Головна увага приділена новому типу точкових вихорів - дипольному точковому вихору. Розглянуто вплив границь на характер рухів вихорів і деякі нові стаціонарні течії. Вплив потенційних хвиль на взаємодіючі крапкові вихори приводить до нових ефектів, які також розглянуті в огляді.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** точкові вихори, динаміка, взаємодія, границі середовища, звукова хвиля, стаціонарні структури

### ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ВИХРИ В ДВУМЕРНЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СРЕДАХ

В.В.Яновский<sup>1,2</sup>, А.В.Тур<sup>3</sup>, К.Н.Кулик<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Институт монокристаллов, Национальная Академия Наук Украины  
пр. Ленина 60, 61001 Харьков, Украина*

<sup>2</sup>*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина  
пл. Свободы, 4, 61022, Харьков, Украина*

<sup>3</sup>*Universite Toulouse [UPS], CNRS, Institute of Research for Astrophysics and Planetology  
9 avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France*

В обзоре рассмотрены основные достижения в области динамики сильно локализованных вихрей в двумерных гидродинамических средах. Обсуждаются типы точечных вихрей и их уравнения движения. Основное внимание уделено новому типу точечных вихрей – дипольному точечному вихрю. Рассмотрено влияние границ на характер движения вихрей и некоторые новые стационарные течения жидкости. Влияние потенциальных волн на взаимодействующие точечные вихри приводит к новым эффектам, которые также рассмотрены в обзоре.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** точечные вихри, динамика, взаимодействие, границы среды, звуковая волна, стационарные структуры

Обзор посвящен удивительным вихрям, возникающим в двумерных гидродинамических средах. Говоря о вихрях, трудно переоценить их значение в природе и технике (см. например [1-3]). В качестве примеров можно упомянуть циклоны и антициклоны [4-6], формирующие погоду, тайфуны и ураганы [7,8], приводящие к катастрофическим событиям, смерчи [9]. Конвективные ячейки [10,11], играют огромное значение в трансформации энергии солнца в гидродинамические движения. Вихри определяют множество других, хотя и менее заметных природных явлений, но не менее важных [12]. Техническое использование вихревых движений столь же широко и многообразно. В качестве примера достаточно упомянуть крыло самолета, подъемная сила которого связана с вихревыми течениями, как и сила тяги винтовых движителей [13,14], а также механизм, позволяющий плавать рыбам с высокими скоростями. В принципе, только два типа гидродинамических объектов определяют любые гидродинамические явления. Это вихри и волны. Волны изучены более детально, чем вихревые процессы. Два упрощающих обстоятельства способствуют этому. Можно рассматривать

одномерные волновые движения и ввести линейные волны [15]. Это позволило построить теорию волн и их взаимодействия [16,17]. Вихри - это нелинейные формирования, которые переносят не только энергию и импульс, но в отличие от волн и саму среду. Сложность описания этих объектов, в определенной степени, связана с отсутствием одномерного приближения и невозможностью линеаризации вихрей. Вихри-это существенно нелинейные многомерные объекты. По этим причинам теория вихрей и их взаимодействия развиты еще недостаточно. Приятным исключением является двумерная гидродинамика, в которой были достаточно давно обнаружены определенные вихри, названные впоследствии точечными вихрями. Роль таких вихрей оказалась исключительно важной. Прежде всего, такие вихри приводят к специфической дискретизации гидродинамики. Действительно, гидродинамика это полевая наука в которой основную роль играет поле скорости. Другими словами, это означает, что число степеней свободы гидродинамических объектов бесконечно. Обнаруженные точечные вихри обладали удивительным свойством. Движение произвольного числа взаимодействующих точечных вихрей подчинялось конечномерной гамильтоновой системе уравнений. Гидродинамическое течение, порожденное такой конечномерной системой вихрей, однозначно восстанавливалось по определенным формулам и определялось характером движения точечных вихрей. Это означало существование перехода от бесконечномерной полевой системы к конечномерной гамильтоновой системе. Преимущества, возникающие при этом, огромны. Возникло огромное число исследований по изучению взаимодействий точечных вихрей, по поиску определенных стационарных устойчивых конфигураций таких вихрей. Были достигнуты обобщения на точечные вихри, движущиеся в ограниченных областях занятых жидкостью. Построена теория движения вихрей на сфере. Последнее имеет отношение к гидродинамике атмосферы, которую в определенном смысле можно рассматривать как двумерную. Предприняты исследования по изучению влияния волн на характер движения таких вихрей. Исследованы процессы переноса пассивной примеси течениями, индуцированными конечным числом точечных вихрей. Обнаружены такие вихри в квантовых жидкостях и, соответственно, начат поиск других гидродинамических сред, в которых могут существовать обобщения точечных вихрей. Относительно недавно был достигнут прогресс в обнаружении нового типа точечных вихрей в гидродинамике.

Цель работы – изложение современных достижений в области динамики локализованных вихрей, которые позволяют продвинуться в понимании многих гидродинамических явлений. Основное внимание уделено новым типам точечных вихрей, открытым относительно недавно.

### ТОЧЕЧНЫЕ ВИХРИ КАК КВАЗИЧАСТИЦЫ

Впервые точечные вихри были введены Гельмгольцем [18]. Огромную роль в развитии вихревой теории сыграла его работа «Об интегралах уравнений гидродинамики, соответствующих вихревым движениям» [2]. Прежде всего он выделил вихревые движения. Согласно Гельмгольцу, движения жидкости для которых отсутствует потенциал скорости, называются вихревыми. Именно Гельмгольц установил аналогию между движениями жидкости и магнитными проявлениями электрических токов. Эта аналогия позволила ему ввести прямолинейные и кольцевые вихри. Кроме этого, он доказал основные теоремы о вихревых движениях идеальной жидкости. Значение этих исследований было высоко оценено впоследствии. Так А.Пуанкаре считал их наиболее важным вкладом в гидродинамику [19]. Основным элементом, позволившим Гельмгольцу существенно продвинуться в исследовании вихревых движений, стало понимание замороженности вихревых линий в движениях среды. Это позволяло использовать некоторые общие закономерности классической механики для вихревых объектов.

В работе [20] предложен метод вывода уравнений движения широкого класса квазичастиц двумерной идеальной гидродинамики. Простейшие из них хорошо известны как точечные вихри. Более сложные квазичастицы соответствуют точечным диполям завихренности. Доказано, что точечные мультиполи более высокого порядка, чем квадруполь и выше, не являются точными решениями двумерной идеальной гидродинамики. Получены уравнения движения системы взаимодействующих вихрей и точечных диполей. Показано, что эти уравнения являются гамильтоновыми и обладают тремя законами сохранения, находящимися в инволюции. Следствием этого является точная интегрируемость двухчастичной системы, состоящей из точечного вихря и точечного диполя.

В основе метода [20] лежит прямой метод поиска точных решений на классе обобщенных функций. Он основан на том, что производная функций с определенной степенной сингулярностью, состоит из двух вкладов [21,22]. Одно слагаемое совпадает с обычной классической производной, а второе - пропорционально обобщенной функции ( $\delta$  функции Дирака). Таким образом, после подстановки в качестве решений сингулярных функций в уравнении Эйлера, возникают слагаемые двух типов: обычные функции и обобщенные функции. Обращение в ноль обычных вкладов определяет зависимость поля скорости от положения сингулярностей, а обращение в ноль коэффициентов при обобщенных функциях, определяет уравнения движения сингулярностей. Таким способом, в работе [20] получены уравнения движения как обычных точечных вихрей, так и точечных вихрей нового типа - дипольных точечных вихрей. Положения вихрей определяют функцию тока и, следовательно, поле скорости в любой точке жидкости, если известно положение вихрей как

$$\varphi(\vec{x}, t) = \sum_{\alpha=1}^N \Gamma_{\alpha} \ln |\vec{x} - \vec{x}_v^{\alpha}(t)| + \sum_{\beta=1}^M D_l^{\beta}(t) \frac{(x_l - x_{ld}^{\beta}(t))}{|\vec{x} - \vec{x}_d^{\beta}(t)|^2}.$$

Здесь  $\vec{x}_v^{\alpha}(t)$  - положение  $\alpha$  точечного вихря и  $\Gamma_{\alpha}$  - его интенсивность, а  $\vec{x}_d^{\beta}(t)$  - положение дипольного  $\beta$  точечного вихря и  $D_l^{\beta}(t)$  его дипольный момент. Таким образом, зная только положения вихрей и их дипольный момент, можно определить значение скорости в любой точке среды. Таким образом описание бесконечно мерного поля скорости можно осуществить в рамках конечномерной системы точечных вихрей, которые подчиняются уравнениям движения вида

$$\frac{d\vec{x}_{vi}^{\alpha}(t)}{dt} = \varepsilon_{ik} \left\{ \sum_{\gamma \neq \alpha}^N \Gamma_{\gamma} \frac{(x_{vk}^{\alpha} - x_{vk}^{\gamma})}{|\vec{x}_v^{\alpha} - \vec{x}_v^{\gamma}|^2} + \sum_{\beta}^M D_l^{\beta}(t) \left( \frac{\delta_{lk}}{|\vec{x}_v^{\alpha} - \vec{x}_d^{\beta}|^2} - \frac{2(x_{vl}^{\alpha} - x_{dl}^{\beta})(x_{vk}^{\alpha} - x_{dk}^{\beta})}{|\vec{x}_v^{\alpha} - \vec{x}_d^{\beta}|^4} \right) \right\} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d\vec{x}_{di}^{\beta}(t)}{dt} = \varepsilon_{ik} \left\{ \sum_{\alpha}^N \Gamma_{\alpha} \frac{(x_{dk}^{\beta} - x_{vk}^{\alpha})}{|\vec{x}_v^{\alpha} - \vec{x}_d^{\beta}|^2} + \sum_{\gamma \neq \beta}^M D_l^{\gamma}(t) \left( \frac{\delta_{lk}}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma}|^2} - \frac{2(x_{dl}^{\beta} - x_{dl}^{\gamma})(x_{dk}^{\beta} - x_{dk}^{\gamma})}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma}|^4} \right) \right\} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{dD_l^{\beta}(t)}{dt} = D_m^{\beta}(t) \varepsilon_{ik} \left\{ \sum_{\alpha}^N \Gamma_{\alpha} \left( \frac{\delta_{km}}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_v^{\alpha}|^2} - \frac{2(x_{dk}^{\beta} - x_{vk}^{\alpha})(x_{dm}^{\beta} - x_{vm}^{\alpha})}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_v^{\alpha}|^4} \right) + \sum_{\gamma \neq \beta}^M D_l^{\gamma}(t) \left( -\frac{\delta_{lk} 2(x_{dm}^{\beta} - x_{dm}^{\gamma})}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma}|^4} - \frac{\delta_{ml} 2(x_{dk}^{\beta} - x_{dk}^{\gamma})}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma}|^4} - \frac{\delta_{mk} 2(x_{dl}^{\beta} - x_{dl}^{\gamma})}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma}|^4} + \frac{8(x_{dl}^{\beta} - x_{dl}^{\gamma})(x_{dk}^{\beta} - x_{dk}^{\gamma})(x_{dm}^{\beta} - x_{dm}^{\gamma})}{|\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma}|^6} \right) \right\} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $\delta_{ik}$ -символ кронекера, а  $\varepsilon_{ik}$ -единичный антисимметричный тензор. Система уравнений (1) при нулевых значениях дипольных моментов в точности совпадает с системой уравнений, полученной для точечных вихрей [23]. Система уравнений (1)-(3) даёт систему уравнений, описывающих эволюцию взаимодействующих  $N$  - точечных вихрей и  $M$  - точечных диполей. Система уравнений (2)-(3) при  $\Gamma_{\alpha} \equiv 0$  описывает эволюцию  $M$  - точечных диполей.

Поэтому точечные вихри претендуют на роль хорошо определенных квазичастиц. Это означает, что разнообразные течения двумерной идеальной жидкости могут быть представлены как движения, индуцированные системой взаимодействующих точечных вихрей. Определенные ограничения этой идеологии обсуждаются, например, в [24]. Следовательно, возникают интересные конечномерные динамические системы, тесно связанные с бесконечномерными полевыми системами гидродинамического типа. При этом даже небольшое число точечных вихрей обладает нетривиальными, а в некоторых случаях и экзотическими динамическими свойствами [33]. Так например, доказано возникновение хаотического поведения у четырех и более точечных вихрей [25,26].

в работе [20] доказано, что система уравнений (1)-(3), является гамильтоновой с гамильтонианом

$$H = \sum_{\alpha \neq \beta}^N \Gamma_{\alpha} \Gamma_{\beta} \ln |\vec{x}_v^{\alpha} - \vec{x}_v^{\beta}| + \sum_{\alpha, \beta}^{N, M} \frac{\Gamma_{\alpha} D_{\beta l} (x_{vl}^{\alpha} - x_{dl}^{\beta})}{|\vec{x}_v^{\alpha} - \vec{x}_d^{\beta}|^2} + \sum_{\substack{\beta < \gamma = 1 \\ \beta \neq \gamma}}^M - \frac{2D_{\beta m} (x_{dm}^{\beta} - x_{dm}^{\gamma}) D_{\gamma l} (x_{dl}^{\beta} - x_{dl}^{\gamma}) - D_{\beta m} D_{\gamma m} (\vec{x}_d^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma})^2}{|\vec{x}_v^{\beta} - \vec{x}_d^{\gamma}|^4}, \quad (4)$$

где первая группа слагаемых соответствует энергии взаимодействия точечных вихрей, вторая группа -- взаимодействию вихрей и диполей, а третья группа -- взаимодействию диполей. Уравнения движения, полученные из (1)-(3), принимают следующий гамильтонов вид

$$\Gamma_{\alpha} \dot{x}_{vi}^{\alpha} = \varepsilon_{ik} \frac{\partial H}{\partial x_{vk}^{\alpha}}, \quad (5)$$

$$\dot{x}_{di}^\beta = -\varepsilon_{ik} \frac{\partial H}{\partial D_k^\beta}, \quad (6)$$

$$\dot{D}_i^\beta = -\varepsilon_{ik} \frac{\partial H}{\partial x_{dk}^\alpha}. \quad (7)$$

Уравнение (5) является очевидным обобщением гамильтоновой структуры точечных вихрей. Канонически сопряженными переменными у вихрей, являются их координаты. Для точечных диполей канонически сопряженными переменными, являются дипольные моменты и координаты диполя. Система уравнений (5)-(7) обладает законами сохранения, которые легко проверить непосредственной подстановкой

$$I_1 = \sum_{\alpha=1}^N \Gamma_\alpha x_{v1}^\alpha - \sum_{\beta=1}^M D_1^\beta = const, \quad (8)$$

$$I_2 = \sum_{\alpha=1}^N \Gamma_\alpha x_{v2}^\alpha - \sum_{\beta=1}^M D_2^\beta = const, \quad (9)$$

$$J = \sum_{\alpha=1}^N \Gamma_\alpha (\bar{x}_v^\alpha)^2 - 2 \sum_{\beta=1}^M (\bar{D}_d^\beta \cdot \bar{x}_d^\beta) = const. \quad (10)$$

Эти законы сохранения в определённом смысле вполне аналогичны известным законам сохранения в системе только точечных вихрей. Естественно, ещё одним законом сохранения является закон сохранения энергии системы  $H = const$ .

Систему уравнений (5)-(7) можно записать и в более симметричном виде, вводя скобку Пуассона [20]

$$\{A, B\} = \sum_{\alpha} \frac{1}{\Gamma_\alpha} \varepsilon_{ik} \frac{\partial A}{\partial x_i^\alpha} \frac{\partial B}{\partial x_k^\alpha} - \sum_{\beta} \varepsilon_{ik} \frac{\partial A}{\partial D_i^\beta} \frac{\partial B}{\partial x_{dk}^\beta} - \sum_{\beta} \varepsilon_{ik} \frac{\partial A}{\partial x_{di}^\beta} \frac{\partial B}{\partial D_k^\beta}. \quad (11)$$

Тогда гамильтоновы уравнения принимают обычный вид

$$\dot{x}_{vi}^\alpha = \{x_{vi}^\alpha, H\}, \quad (12)$$

$$\dot{x}_{di}^\beta = \{x_{di}^\beta, H\}, \quad (13)$$

$$\dot{D}_i^\beta = \{D_i^\beta, H\}. \quad (14)$$

Используя скобку Пуассона (11) легко проверить, что в инволюции находятся только 3 из, приведенных выше, инвариантов.

Действительно, для приведенных выше 4-х первых интегралов движения, непосредственно проверкой легко получить

$$\{I_1, H\} = \{I_2, H\} = \{J, H\}, \quad (15)$$

кроме этого

$$\{I_1, I_2\} = \sum_{\alpha=1}^N \Gamma_\alpha, \quad (16)$$

$$\{I_1, J\} = 2I_2, \quad (17)$$

$$\{I_2, J\} = -2I_1. \quad (18)$$

Другими словами, эти интегралы не находятся в инволюции. Однако, используя свойства скобки Пуассона установим, что

$$\{I_1^2 + I_2^2, J\} = \{I_1^2, J\} + \{I_2^2, J\} = 2I_1 \{I_1, J\} + 2I_2 \{I_2, J\} = 2I_1 2I_2 - 2I_2 2I_1 = 0. \quad (19)$$

Таким образом, 3 первых интеграла движения  $H, J, I_1^2 + I_2^2$  находятся в инволюции. Частный случай этих законов сохранения для системы вихрей хорошо известны [23]. Это означает согласно теоремы Лиувилля, что система взаимодействующего точечного вихря с одним точечным диполем относится к точно интегрируемой. Напомним, что по аналогичной причине система 3-х точечных вихрей является точно интегрируемой в квадратурах [27,29].

В работе [30] исследовано взаимодействие точечного вихря и точечного вихревого диполя в двумерной идеальной гидродинамике. Показана точная интегрируемость уравнений движения взаимодействующего точечного вихря и точечного дипольного вихря. Найдены точные решения с произвольными начальными условиями и для всех возможных значений параметров, характеризующих вихри. Найденные решения, определяют все возможные двумерные течения, индуцированные движениями взаимодействующих точечного вихря и точечного дипольного вихря.

Существуют и другие способы вывода уравнений движения точечных вихрей. С физической точки зрения,

они основаны на двух взглядах на такие объекты. Один из них заключается в рассмотрении их как сингулярных объектов или предельных объектов, второй предполагает выкалывание точек положения этих вихрей из фазового пространства. При этом, основной проблемой остается проблема самовоздействия точечного вихря. Следует заметить, что это довольно общая проблема, касающаяся практически всех точечных объектов в физике. Существует множество попыток вывода уравнений движения вихрей, с использованием вариантов этих подходов. Попытка более подробного описания их, предпринята в работе [31]. Следует заметить, что математические попытки «более строгого» вывода уравнений движения таких объектов, как правило, только создают иллюзию строгости. Большая их часть основана на замороженности поля ротора скорости в движения идеальной жидкости. В частности, например, в работе [31] предлагается другой вывод уравнений движения только дипольных точечных вихрей, исходя из интегральных законов сохранения. Вывод работы [31], демонстрирует на самом деле скорее доказательство согласованности этого частного случая с гидродинамическими законами сохранения. В работе [30] ранее были получены даже более общие уравнения движения взаимодействующих точечных вихрей и точечных диполей. На самом деле такой интегральный подход, строго говоря, не является даже другим, т.к. приведенный выше подход с использованием обобщенных функций, согласован по своему определению, с интегральным подходом. Здесь заметим только, что в приведенном выше выводе, члены с самовоздействием обращаются в нуль, как для точечных вихрей и абсолютно аналогично для точечных дипольных вихрей, благодаря свойствам обобщенных функций. Здесь следует отметить еще одно замечание к работе [31], в которой уравнения, описывающие движения точечных вихрей в угловой области, рассматриваются как новый тип уравнений движения вихрей. Это выглядит неестественным, если исходить из существования точечного вихря как физического объекта. С нашей точки зрения это уравнения движения тех же объектов, но в других граничных условиях.

Кроме, описанных выше локализованных вихрей, в гидродинамике достаточно давно введены и модели вихрей [37], сочетающие свойства источников и стоков [38]. Взаимодействие двух таких вихреисточников были рассмотрены в работах [37,39]. В них доказана интегрируемость этой проблемы, а в [39] и неинтегрируемость случая четырех, и более вихреисточников. Интегрируемость задачи о движении трех таких вихрей анонсирована в [40,41], и проинтегрирован случай общего положения двух вихреисточников. В недавней работе [42] показана интегрируемость уравнений движения системы трех вихреисточников. Приведены возможные фазовые портреты и различные относительные равновесия системы. Обсуждение структуры и неустойчивости реальных вихреисточников можно найти в работе [43].

Разумеется, такие точечные вихри могут существовать в различных гидродинамических средах. Хорошо известны такие вихри в сверхтекучих жидкостях [45-50]. Главное отличие этих вихрей в квантованности их циркуляции. Это запрещает непрерывное уменьшение интенсивности вихрей, например, под действием вязкости, а также рождение вихрей с произвольной величиной циркуляции. В принципе, эти квантовые вихри играют важную роль в объяснении многих физических явлений и эффектов как в сверхтекучих жидкостях, так в сверхпроводящих средах [51]. Экспериментально квантовые вихри были обнаружены еще 1961 году в работе [54] в которой было доказано, что циркуляция сверхтекучей компоненты квантована. Позднее это было подтверждено фундаментальными экспериментами [55,56]. В качестве принципиально другой среды, в которой могут существовать точечные вихри, можно привести двухжидкостную гидродинамику плазмы [57]. В этой работе введены точечные вихри, которые являются точными решениями уравнений двухжидкостной гидродинамики плазмы, а динамика таких точечных вихрей подчиняется полученной динамической системе уравнений. Точечные вихри в двухжидкостной гидродинамике плазмы разделяются на два типа: ионные вихри и электронные вихри. Другими словами, плазменные точечные вихри устроены более сложно, чем точечные вихри в обычной жидкости, поскольку они создают вокруг себя кольцевые токи, которые взаимодействуют с самосогласованным магнитным полем. Структура этих вихрей подробно описана в [57]. Уравнения, которым подчиняется движение ансамбля электронно-ионных точечных вихрей, представляют собой существенное обобщение уравнений движения обычных гидродинамических вихрей.

Еще один класс точечных вихрей, о котором следует упомянуть, вводится и в трехмерных средах. Эти точечные вихри принято называть -- вортонны [58]. Однако, введение такого типа вихрей связано с определенными сложностями, обсуждение которых можно найти, например, в работе [59]. Одним из естественных способов их введения, является предельный переход от тороидальных вихрей путем уменьшения их размеров и фактически сохранение их дальнего поля скорости [60].

### ВЛИЯНИЕ ГРАНИЦ СРЕДЫ

Естественный интерес вызывает влияние границ на движение дипольного вихря. Для обычных вихрей, их поведение вблизи плоской границы в угле и круге, уже давно стали классическими [18], [32-34]. Общая теория движения точечных вихрей в произвольной ограниченной области, была заложена еще в работе [44]. Для дипольного вихря его поведение вблизи плоской границы исследовалось в [31] и более детально в [35]. В [35] полностью описаны все режимы движения вихря у плоской границы и в области в форме прямого угла. Используя метод изображений в [35], получен гамильтониан вихря в среде ограниченной прямоугольным углом вида

$$H = -\frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{D_1^2 + D_2^2}{x_1^2} + \frac{D_1^2 + D_2^2}{x_2^2} - \frac{(x_1^2 - x_2^2)(D_1^2 - D_2^2) + 4D_1D_2x_1x_2}{(x_1^2 + x_2^2)^2} \right\}.$$

Здесь  $x_1 > 0$  и  $x_2 > 0$ . Этот гамильтониан можно рассматривать как гамильтониан дипольного вихря движущегося в угле. Уравнения движения получим стандартным образом согласно уравнений (6), (7)

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= \frac{1}{2\pi} \left( \frac{D_2}{x_1^2} + \frac{D_2}{x_2^2} + \frac{D_2(x_1^2 - x_2^2) - 2D_1x_1x_2}{(x_1^2 + x_2^2)^2} \right), \\ \frac{dx_2}{dt} &= -\frac{1}{2\pi} \left( \frac{D_1}{x_1^2} + \frac{D_1}{x_2^2} - \frac{D_1(x_1^2 - x_2^2) + 2D_2x_1x_2}{(x_1^2 + x_2^2)^2} \right), \\ \frac{dD_1}{dt} &= -\frac{1}{2\pi} \left( \frac{D_1^2 + D_2^2}{x_2^3} + \frac{(D_2^2 - D_1^2)x_2 + 2D_1D_2x_1}{(x_1^2 + x_2^2)^2} - 2x_2 \frac{(D_1^2 - D_2^2)(x_1^2 - x_2^2) + 4D_1D_2x_1x_2}{(x_1^2 + x_2^2)^3} \right), \\ \frac{dD_2}{dt} &= \frac{1}{2\pi} \left( \frac{D_1^2 + D_2^2}{x_1^3} + \frac{(D_1^2 - D_2^2)x_1 + 2D_1D_2x_2}{(x_1^2 + x_2^2)^2} - 2x_1 \frac{(D_1^2 - D_2^2)(x_1^2 - x_2^2) + 4D_1D_2x_1x_2}{(x_1^2 + x_2^2)^3} \right). \end{aligned}$$

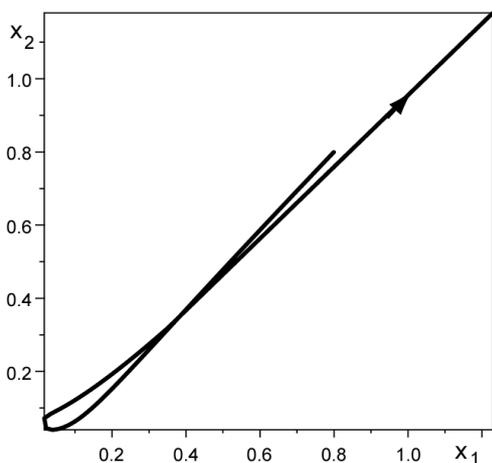


Рис.1. Движение дипольного вихря с начальными координатами  $x_1(0) = 0,8$ ,  $x_2(0) = 0,8$  и начальным значением дипольного момента  $D_1(0) = 1,1$ ,  $D_2(0) = -1$  в угловой области, полученное численно. Видно общее свойство «отражение» дипольного вихря от границ. Жидкость занимает область  $x_1 > 0$ ,  $x_2 > 0$ .

правило, связано с границами среды.

Это достаточно сложная динамическая система с двумя степенями свободы. Энергия этой системы дипольных вихрей сохраняется. Однако, другие общие законы сохранения, полученные в работе [30], тривиализуются. Для рассматриваемой конфигурации дипольных вихрей они обращаются тождественно в нуль. Поэтому вопрос об интегрируемости в квадратурах этой системы уравнений остается открытым. В работе [35] получены частные точные решения этой системы уравнений и численно исследованы возможные режимы движения дипольного вихря (рис.1). В круговой области движение дипольного вихря детально исследовано в работе [36]. Установлены простые асимптотические законы эволюции вихря на больших временах. В результате обнаружено, что вихрь дипольного типа в случае общего положения «отражается» от границы среды. Это означает, что дипольные точечные вихри служат эффективными переносчиками завихренности и других «вмороженных» характеристик от границ в среду. Это исключительно важное свойство, если учесть, что обычно зарождение завихренности, как

### СТАЦИОНАРНЫЕ СОСТОЯНИЯ

Теория стационарных состояний для обычных точечных вихрей имеет интересную историю и достигла определенного успеха. Хорошее изложение этих вопросов можно найти в книге [41]. Обнаружение нового типа точечных вихрей влечет за собой существование и новых стационарных течений жидкости, содержащих такие вихри. В работе [61] найден новый класс точных стационарных решений двумерных уравнений Эйлера. В отличие от уже известных решений, новые решения содержат сложные сингулярности. Сложными точечными сингулярностями считаются особые точки, у которых индекс векторного поля больше единицы [62,63]. Например, дипольная сингулярность является сложной, т.к. её индекс равен двум. В этой работе найден в явном виде широкий класс точных локализованных стационарных решений двумерных уравнений Эйлера с сингулярностью, индекс которой равен трём. Полученные в работе решения выражаются через элементарные функции. Найденные решения представляют собой сложную особую точку, окруженную симметричной структурой вихревых сателлитов. В работе обсуждается также уравнения движения сингулярностей и условия стационарности особых точек, которые гарантируют стационарность сложной вихревой конфигурации. В качестве примера на рис.2 изображены линии тока одного представителя из класса найденных точных течений.

На рис.2. хорошо заметны две эллиптические особые точки, с двумя вихревыми сателлитами. Кроме этого, наблюдается группа сепаратрис, связывающая вихревые сателлиты с центральной особой точкой. Интересно отметить, что внешнее течение, соответствует простому вращению жидкости.

Метод получения таких стационарных вихревых структур основан на обобщении, предложенного в работе

[64] метода поиска стационарных вихревых структур. В ней предложен новый анзац для стационарных решений уравнений Эйлера, записанного в форме скобок Пуассона

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} - \{\varphi, \Delta \varphi\} = 0,$$

где  $\varphi$  - функция тока. Этот анзац для стационарных решений этого уравнения имеет вид:

$$\Delta \varphi = f(\varphi) + \sum_{\alpha=1}^N \Gamma_{\alpha} \delta(\vec{x} - \vec{x}_{\alpha}).$$

Здесь  $\vec{x}_{\alpha} = const$  - положения особенностей. В

работе [64] при выборе  $f(\varphi) = e^{-\varphi}$  найден новый класс точных решений. Это двухпараметрический класс решений вихревых структур. Эти структуры напоминают осесимметричное ожерелье во вращающемся сдвиговом течении, в котором  $N$  - несингулярных сателлитов окружают точечный вихрь. Сателлиты описывают рациональное поле завихренности, поэтому мы называем их рациональными ожерельями. Пример линий тока, для одного из представителей таких решений, показан на

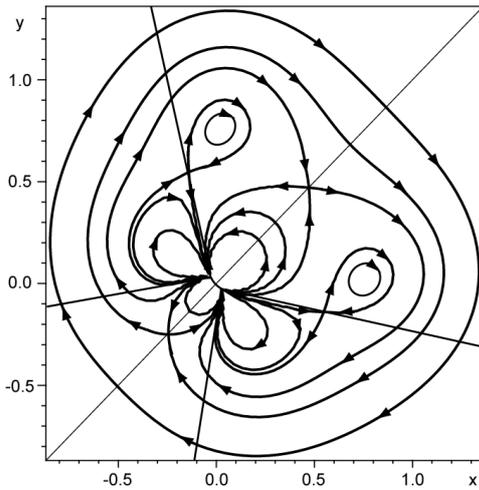


Рис. 2. Линии тока вихревой структуры при  $n = 4$ , «Бабочка» [61].

рис.3. Вид точного решения в комплексных переменных можно записать в компактной форме в виде:

$$\varphi = -\ln \frac{8|A|^2 |z - z_0|^{2n}}{\left[ 1 + \left| \frac{A}{n+1} (z - z_0)^{n+1} + C \right|^2 \right]^2}.$$

Здесь,  $z = x_1 + ix_2$ ,  $A$  и  $C$  комплексные постоянные. Несмотря на свою простоту, это соотношение описывает множество мультипольных вихрей с различной симметрией, как это легко увидеть из примера, приведенного на рис.3. Мультипольные вихри образуют множество спутников, образующих ожерелья вокруг центра точечного вихря.

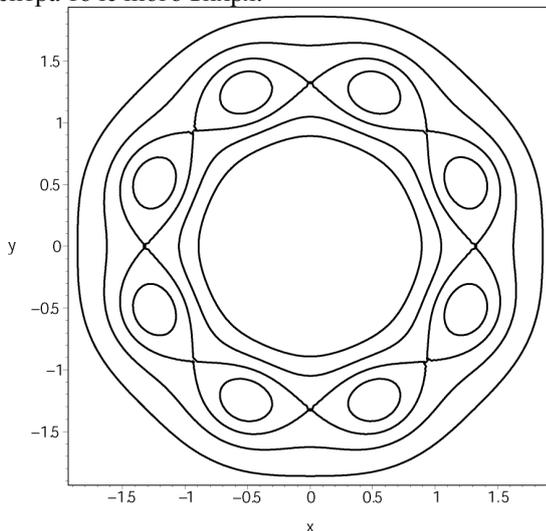


Рис.3. Мультипольная структура с симметрией восьмого порядка. Ожерелье из несингулярных сателлитов окружает точечный вихрь, расположенный в центре.

свойств таких квазичастиц и характера их взаимодействия. Вихри, в определенном смысле, как отмечено выше, также можно рассматривать как квазичастицы. Они также претендуют на объяснение многих явлений в гидродинамических средах. Проблема в том, что вихри являются решениями нелинейных гидродинамических уравнений. Это вызывает ряд трудностей при их введении и изучении. Последнее усложняется еще и тем, что плодотворная идеализация нелинейных волн - одномеризация, не применима к вихрям. Вихри неизбежно многомерны. Однако многие свойства, по крайней мере точечных вихрей, хорошо изучены.

Были найдены и другие интересные нетривиальные стационарные мультипольные конфигурации с симметрией  $n$ -ого порядка. Так точные решения были найдены в работе [65] с помощью метода конформных отображений и функции Шварца. Центральный вихрь окружен  $N$ -сателлитами в центрах которых завихренность имеет сингулярности, как у точечных вихрей. В работе [66] было построено более сложное решение в котором  $N$ -сателлитов окружают вихревое кольцо. Другой тип решений был найден в работе [67] и независимо в работе [68] с использованием разных методов.

### ТОЧЕЧНЫЕ ВИХРИ И ВОЛНЫ

В гидродинамических средах присутствуют два важных объекта - это вихри и волны. Роль линейных волн огромна и хорошо известна. С физической точки зрения это определяется тем, что их можно рассматривать как своеобразные универсальные квазичастицы. Эта идеология позволяет понять множество линейных и нелинейных явлений, исходя из

Другими словами, свойства волн и отдельно точечных вихрей к настоящему времени изучены достаточно глубоко. Однако в гидродинамических средах, как правило, присутствуют и вихри, и волны одновременно. Поэтому, исключительно важным является изучение влияния основных гидродинамических объектов друг на друга. Начало изучения такого влияния заложено в работах Лайтхила [69,70]. В них исследована генерация потенциальных волн вихревыми движениями. Изучение обратного влияния потенциальных волн на эволюцию вихрей начато относительно недавно [71,72]. Оказалось, что под влиянием потенциальных волн качественно меняется характер эволюции точечных вихрей. В качестве примера достаточно привести явление коллапса вихрей (одного знака завихренности) под влиянием потенциальных колебаний даже малой амплитуды [71,72]. Такой коллапс точечных вихрей невозможен при отсутствии потенциальных колебаний.

Для учета влияния волн, например, звуковой волны на движение точечных вихрей нужно преодолеть две проблемы. Во-первых, ввести точечные вихри в сжимаемой жидкости и, во-вторых, получить уравнения движения вихрей с учетом влияния волны. Необходимость этого связана с отсутствием звуковых волн в несжимаемой жидкости. Основной принцип, который удобно использовать, это вмороженность поля  $rot \vec{V} / \rho$  в движение сжимаемой жидкости. Обсуждение интегралов вмороженности и других инвариантов гидродинамических сред можно найти в работах [73-76]. В работе [71] показано, что точечные вихри существуют и в сжимаемой жидкости. Получены уравнения движения точечных вихрей в поле звуковой волны в приближении, заданного поля звуковой волны.

$$\frac{dx_i^\alpha}{dt} = -\varepsilon_{ik} \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{\Gamma_\beta}{2\pi} \frac{x_k^\alpha - x_k^\beta}{|x_k^\alpha - x_k^\beta|^2} + V_i^P(\vec{x}^\alpha, t).$$

Греческие индексы нумеруют точечные вихри. Второе слагаемое соответствует полю скорости звуковой волны  $V_i^P(\vec{x}, t) = \nabla \psi = (0, V \cos(kx_2 - \omega t))$  в точке положения  $\alpha$ -вихря. Для простоты, но без потери общности, направление распространения волны выбрано вдоль оси  $x_2$ . Следует отметить, что в принципе  $V_i^P(\vec{x}, t)$  состоит из двух слагаемых, заданного внешнего течения и индуцированных потенциальных волн, возбуждаемых движениями вихрей. Однако при малых числах Маха амплитуда генерируемого звука вихрями мала. Оценка поправки, согласно результатам [69,70,77], дает ее величину пропорциональной  $M^2$ . Поэтому, естественно при малых махах пренебречь этой поправкой. Учитываемое поле заданной потенциальной волны, в силу вмороженности вихрей, приводит к их периодическим смещениям. Самое важное, что следует отметить, это невозможность сведения уравнений, приведенных выше, к гамильтоновой форме. Ранее, исходя из других соображений, система уравнений приведенная выше, была анонсирована в работе [77]. Эту систему уравнений, как показано в [71,72], можно отнести к более общему классу обратимых систем уравнений [79,80]. В обратимых системах могут присутствовать как элементы гамильтоновой динамики, так и диссипативной [79-81]. В работах [71,72] показано, что многообразие режимов движения двух вихрей одинакового знака завихренности связано с взаимодействием резонансов типичных элементов гамильтоновой динамики с особыми решениями, которые возможны в диссипативных системах. Получена бифуркационная диаграмма перестройки резонанса и качественные изменения в поведении вихрей при таких бифуркациях. Выявлены условия возникновения хаотического поведения и его особенности, связанные с обратимостью динамической системы уравнений. Обнаружен эффект блокировки резонансов и аномальное расширение сепаратрис под влиянием особого решения. Предложена простая модель для изучения взаимодействия резонансов с простыми аттракторами в обратимых системах. Детальное исследование взаимодействия аттрактора - главного элемента диссипативных систем с резонансом - типичным элементом гамильтоновых систем проведено в работе [82,83]. Получена система бифуркаций резонанса, происходящая при таком взаимодействии. С увеличением амплитуды волны обнаружены два новых режима движения таких вихрей: это коллапс и их разбегание. Установлены условия реализуемости этих режимов. Значительно проще оказалось влияние звуковой волны на взаимодействующие вихри противоположного знака завихренности. Эта задача относится к точно интегрируемой. Точное решения приведено в работе [71]. В случае отсутствия волны, такие вихри сохраняют расстояние между ними и двигаются в направлении ортогональном к линии соединяющей их. При малых амплитудах влияние волны сводится к сносу вихрей в направлении ее распространения и дрейфу в поперечном направлении.

В работе [84] было исследовано поведение двух вихрей одинаковой завихренности под воздействием широкого пакета волн. Получено отображение, описывающее динамику вихрей. Выяснены возможные режимы движения в зависимости от параметров вихрей и волн. Обнаружено явление хаотического коллапса вихрей одинакового знака завихренности.

В работе [78] рассмотрено влияние потенциальных мод колебаний на движение точечного вихря вблизи твердой стенки. Получены уравнения движения точечного вихря у твердой стенки в поле потенциальной волны. Детально рассмотрено влияние падающей и отраженной от стенки волны, и распространяющейся вдоль нее на эволюцию вихря. Показано существование бесконечного количества качественно различных режимов

движения вихря и установлены критерии их реализуемости. Построены бифуркационные диаграммы, позволяющие предсказывать качественные перестройки режимов при изменении параметров. Проанализированы всевозможные траектории движения точечного вихря в каждом из режимов. Случай действия на вихрь звуковой волны, распространяющейся параллельно границе, точно интегрируем, для него получены точные решения явно. Прежде всего отметим, что состояние равномерного движения вихря с сохранением расстояния до стенки под воздействием волны, легко разрушается. При этом возникает, как изменение расстояния так и продольной, и поперечной к стенке скоростей. В подвижной системе отсчета даже направление движения вихря может измениться на противоположное. Учитывая, что точечный вихрь в реальной жидкости соответствует линейному протяженному вихрю, можно ожидать возникновения подковообразных и более сложных структур, за счет взаимодействия линейного вихря с неоднородным потенциальным волновым полем. Интересно отметить, что режимы приводящие к потере памяти о начальном состоянии вихря, приводят к изменению энергии вихревой компоненты. Косвенно это означает, что в системе «волна – вихрь» может возникать эффект аналогичный безстолкновительному затуханию волн в плазме. Другими словами, взаимодействие потенциальной волны с точечными вихрями в идеальной жидкости может приводить к изменению ее амплитуды. Однако, анализ таких эффектов требует самосогласованного описания взаимодействия волн и вихрей, по крайней мере, в духе квазилинейной теории и такое развитие теории пока отсутствует.

В недавней работе [85] продолжено изучение обратимой системы двух точечных вихрей, взаимодействующих со звуковой волной. В ней исследованы динамика и бифуркации, а также поиск странных аттракторов с помощью построенных карт динамических режимов.

#### REFERENCES

1. Meleshko V.V., Konstantinov M.Ju. Dinamika vihrevykh struktur. – Kiev: Naukova dumka, 1993.-279s.
2. Tur A.V., Janovskij V.V. Gidrodinamicheskie vihrevye struktury. – Har'kov: Institut monokristallov, 2012. - 290s.
3. Seffmen F.Dzh. Dinamika vihrej. - M.: Nauchnyj mir, 2000. - 376s.
4. Ekkart K. Gidrodinamika okeana i atmosfery. - Moskva-Izhevsk: NIC «Reguljarnaja i haoticheskaja dinamika», 2004. – 328s.
5. Matveev L.T., Matveev Ju.L. Oblaka i vihri - osnova kolebanij pogody i klimata. - SPb.: izd.RGGMU, 2005. - 327s.
6. Monin A.S., Seidov D.G. Pogoda i klimat okeana // Priroda. – 1983. – S.34-43.
7. Nalivkin D.V. Uragany, buri i smerchi. Geograficheskie osobennosti i geologicheskaja dejatel'nost'. - L.: Nauka, 1969. - 487s.
8. Mamedov E.S., Pavlov N.I. Tajfuny. - L. Gidrometeoizdat, 1974.- 139s.
9. Nalivkin D.V. Smerchi. - M.: Nauka, 1984.- 111 s.
10. Getling A.V. Konvekcija Releja-Benara. Struktury i dinamika.- M.: Editorial URSS, 1999.- 248s.
11. Gershuni G.Z., Zhuhovickij E.M., Nepomnjashhij A.A. Ustojchivost' konvektivnykh techenij.- M.: Nauka, 1989.- 320s.
12. Monin A.S. Vvedenie v teoriju klimata. - L.: Gidrometeoizdat, 1982.- 296 s.
13. Merkulov V.I. Gidrodinamika znakomaja i neznakomaja. - M.: Nauka, 1989.- 136s.
14. Lavrent'ev M.A., Shabat B.V. Problemy gidrodinamiki i ih matematicheskie modeli.- M.: Nauka, 1973.- 416s.
15. Uizem D. Linejnye i nelinejnye volny.- M.: Mir, 1977.- 624s.
16. Lajthill Dzh. Volny v zhidkostjah.- M.: Mir, 1981.- 598s.
17. Vil'hel'mson H., Vejland Ja. Kogerentnoe nelinejnoe vzaimodejstvie voln v plazme.- M.: Energoizdat, 1981.- 224s.
18. Helmholtz H. Uber Integrale hydrodinamischen Gleichungen weiche den Wirbelbewegungen entsprechen // J. rein, angew. Math. 1858. – P.25-55., sm. takzhe russkij perevod s kommentarijami S.A. Chaplygina v knige Gel'mgol'c G. Osnovy vihrevoj teorii. – M.-Izh.: IKI, 2002. - 82s.
19. Puankare A. Teorija vihrej. Izhevsk: Izd-vo RHD. 2000.- 160 s. Per. s fr. Poincare H.Theorie des tourbillions. Paris, Carre. 1893.
20. Yanovsky V.V., Tur A.V., Kulik K.N. Singularities Motion Equations in 2-Dimensional Ideal Hydrodynamics of Incompressible Fluid // Phys.Lett. A. – 2009. –Vol. 373. – P.2484-2487.
21. Gel'fand I.M., Shilov G.E. Obobshhennye funkcii i dejstvija nad nimi.- M.: Gos. izd. fiziko-matematicheskoy literatury, 1959.- 470s.
22. Vladimirov B.S. Obobshhennye funkicii v matematicheskoj fizike. - M.: Nauka, 1979.- 320 s.
23. Lamb G. Gidrodinamika.-M.: OGIZ, Gostehizdat, 1947:- 929s. Per. s ang. Lamb H. Hydrodynamics, Ed. 6-th., N. Y. Dover publ. 1945.
24. Glaz H.M. Two attempts at modeling two-dimensional turbulence, in “Turbulence Seminare”, ed.P.Bernard, T.Ratio, Lecture Notes in Mathematics.- Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag. 1977.
25. Novikov E.A., Sedov Ju.B. Stohasticheskie svojstva sistemy chetyreh vihrej // ZhETF. – 1978. - T.75. - Vyp. 3. - S.868-876.
26. Ziglin S.L. Neintegriruemost' zadachi o dvizhenie chetyreh tochechnykh vihrej // DAN SSSR. – 1979. – T.250. – No.6.- C.1296-1300.
27. Syng J.L. On the motion of three vortices // Can. J. Math. – 1949. – Vol.1. – P.257-270.
28. Novikov E.A. Dinamika i statistika sistemy vihrej // ZhETF. - 1975. - T.68. - Vyp.5. - S.1868-1882.
29. Aref H. Motion of three vortices // Phys. Fluids.- 1988.- Vol. 31.- No.6.- P. 1392-1409.
30. Kulik K.N., Tur A.V., Janovskij V.V. Vzaimodejstvie tochechnogo i dipol'nogo vihrja v neszhimaemoj zhidkosti // TMF.- 2010. - T.162. - No.3. - S.459-480.
31. Stefan G. Llewellyn Smith, How do singularities move in potential flow? // Physica D.- 2011.-Vol.240. - P.1644-1651.
32. Lewis T.C. Some cases of vortex motion // Messenger of Math. - 1879. - Vol.9. - P. 93-95.
33. Borisov A.V., Mamaev I.S. Matematicheskie metody dinamiki vihrevykh struktur.- Moskva-Izhevsk: Institut komp'juternykh issledovanij, 2005.- 368s.

34. Greenhill A.G. Plane vortex motion // *Quart. J. Pure Appl. Math.* – 1877/78. – Vol. 15. – No.58. – P.10–27.
35. Tur A.V., Yanovsky V.V. Interaction of a dipole point vortex with flat boundary // arXiv:1204.4557v1 (physics.flu-dyn) 20 Apr 2012.
36. Kulik K.N., Tur A.V., Janovskij V.V. Evolucija tochechnogo vihrja dipol'nogo tipa v krugovoj oblasti // *Nelinejnaja dinamika.* – 2013. - T.9. - No.4. - S.559-669.
37. Fridman A.A., Polubarinova P.Ja. O peremeshhajushhihsja osobennostjah ploskogo dvizhenija neszhimajemoj zhidkosti // *Geofiz. sb.* - 1928. - T.5. – No.2. - S.9–23.
38. Novikov A.E., Novikov E.A. Vortex-sink dynamics // *Phys. Rev. E.*- 1996.- Vol. 54.- No. 4.- P. 3681– 3686.
39. Bogomolov V.A. Dvizhenie ideal'noj zhidkosti postojannoj plotnosti pri nalichii stokov // *Izv. AN SSSR. Mehanika zhidkosti i gaza.*- 1976.- No 4.- S. 21–27.
40. Borisov A.V., Mamaev I. S. On the problem of motion vortex sources on a plane // *Regul. Chaotic Dyn.*- 2006.- Vol. 11.- No.4.-P. 455–466.
41. Borisov A.V., Mamaev I.S. *Matematicheskie metody dinamiki vihvryh struktur.*- Moskva – Izhevsk: Institut komp'juternyh issledovanij, 2005.- 368 s.
42. Bizjaev I.A., Borisov A.V., Mamaev I.S. *Dinamika treh vihvristochnikov* // *Nelinejnaja dinamika.*- 2014.- T. 10.- No 3.- S.319–327.
43. Noguchi T., Yukimoto S., Kimura R., Niino H. Structure and instability of a sink vortex // *Proc. PSFVIP-4 (Chamonix, France).*- 2003.-P.1–7.
44. Routh E.J. Some applications of conjugate functions // *Proc. Lond. Math. Soc.*- 1991.- Vol.12.- No.170/171. - P. 73–89.
45. Patterman S. *Gidrodinamika sverhtekucej zhidkosti.*- M.: Mir, 1978. - 520 s.
46. Feynman R. P. *Progress in Low Temperature Physics.* v.1 (ed. C. J. Cortner), North-Holland, Amsterdam. - 1955.- P.17-53.
47. Halatnikov I. M. *Teorija sverhtekuchesti.*- M.: Nauka, 1971.- 320 s.
48. Volovik G.E., Mineev V.P. Issledovanie osobennostej v sverhtekuchem Ne3 i zhidkih kristallah metodami gomotopicheskoj topologii // *ZhETF.* - 1977.- T. 72. - Vyp. 6.- S.2256-2259.
49. Fejnman R. *Satisticheskaja mehanika.*- M.: Mir, 1975.- 407s.
50. Abrikosov A.A. Sverhprovodniki vtorogo roda i vihvryaja reshetka // *UFN.*- 2004.- T. 174.- Vyp. 11.- S.1234–1239.
51. Gor'kov L.P., Kopnin N.B. Dvizhenie vihvry i elektrosoprotivlenie sverhprovodnikov vtorogo roda v magnitnom pole // *UFN.* - 1975.- T.116.- S.413-448.
52. Tinkham M. *Vvedenie v sverhprovodimost'.* - M.: Mir, 1980.- 312s.
53. Abrikocov A.A. *Osnovy teorii metallov.*- M.: Fizmatlit, 1987.- 520s.
54. Vinen W.F. The detection of a single quantum of circulation in liquid helium II // *Proc. Roy. Soc.*- 1961.- A260.-P. 218-236.
55. Rayfield G.W., Reif F. Evidence for The Creation and Motion of Quantized Vortex Rings in Superfluid Helium // *Phys. Rev. Lett.*- 1963. - Vol.11. - P.305-308.
56. Rayfield G.W., Reif F. Quantized Vortex Rings in Superfluid Helium // *Phys. Rev.* - 1964.-Vol. 136. - P. A1194–A1208.
57. Tur A.V., Yanovsky V.V. Point vortices in 2D-plasma hydrodynamics // *Physics of Plasmas.* - 2010. - Vol.17. - No.11.- P.112308.
58. Novikov E.A. Obobshhennaja dinamika trehmernyh vihvryh osobennostej (vortonov) // *ZhETF.* - 1983. - T.84. - Vyp.3. - S.975 981.
59. Safman P.G., Meiron D.I. Difficulties with three-dimensional weak so- solutions for inviscid incompressible flow // *Phys. Fluids.*- 1986. - Vol. 29(8). - P.2373-2375.
60. Chefranov S.G. *Dinamika tochechnyh vihvryh dipolej i spontannye singuljarnosti v trehmernyh turbulentnyh potokah* // *ZhETF.* - 1987. - Vyp. 1. - S.151-158.
61. Tur A.V., Kulik K.N., Yanovsky V.V. Vortex structures with complex points singularities in the two-dimensional Euler equation. New exact solutions // *Physica D.* - 2011. - Vol.240. - P.1069-1079.
62. Hartman P. *Ordinary differetial equations.* - N.Y.:J.Wiley Sons, 1964. – 314p.
63. Nemitsky V.V., Stepanov V.V. *Qualitative theory of differential equations.* - N.J. : Princeton, 1960. – 523p.
64. Tur A.V., Yanovsky V.V. Point vortices with a rational necklace: New exact stationary solutions of the two-dimensional Euler equation // *Physycs of Fluids.* - 2004. - Vol.16. - No.8. - P.2877-2885.
65. Crowdy G.D. A class of exact multipolar vortices // *Phys.Fluids.* - 1999. - Vol.11(9). - P.2556-2564.
66. Crowdy D.G. The construction of exact multipolar equilibria of the two-dimensional Euler equations // *Phys.Fluids.* - 2002. - Vol.14(1). - P.257.
67. Crowdy D. Polygonal N-vortex arraya: Stuart model // *Phys.Fluids.* - 2003. - Vol.15(12). - P.3710-3717.
68. Newton P.K. *The N-Vortex Problem: Analytical Techniques.* - New-York: Springer-Verlag, 2001.-420p.
69. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically. I. General theory // *Proc. Roy. Soc., ser. A.* - 1952. - Vol.211. - No.1107.- P.564-587.
70. Lighthill M.J. On sound generated aerodynamically, II. Turbulence as a source of sound // *Proc. Roy. Soc., ser. A.* - 1954. - Vol.222. - No.1148. - P.1-32.
71. Gonchar V.Ju., Ostapchuk P.N., Tur A.V., Janovskij V.V. *Dinamika i stohastichnost' v obratimoi sisteme, opisyvajushhej vzaimodejstvie dvuh tochechnyh vihvry v pole potencial'noj volny* // Pr.1550, Institut Kosmicheskikh issledovanij. - 1989. - 70s.
72. Gonchar V.Yu., Ostapchuk P.N., Tur A.V., Yanovsky V.V. Dynamics and stochasticity in reversible system describing interaction of point vortices with a potential wave // *Phys. Lett. A.* - 1991. - Vol.152. - No.5,6. - P.287-292.
73. Tur A.V., Yanovsky V.V. Invariants in Dissipationless hydrodynamics media // *J.Fluid.Mech.* - 1993. - Vol.248. - P.67-106.
74. Volkov D.V., Tur A.V., Yanovsky V.V. Hidden supersymmetry of classical systems (hydrodynamics and conservatijn laws) // *Phys.Lett. A.* - 1995. - Vol.203. - P.357-361.
75. Sagdeev R.Z., Moiseev S.S., Tur A.V., Yanovsky V.V. *Problem of the strong turbulence and topological solitons. «Nonlinear Phenomena in plasma and Hydrodynamics».* - M.: Mir, 1986. - P.137-182.
76. Zaharov V.E. *Ob algebre integralov dvizhenija dvumernoj gidrodinamiki v peremennyh Klebsha* // *Funkc. analiz i ego pril.* -

1989. – T.23. – Vyp.3. - S.24–31.
77. Yates J.E. Interaction with and production of sound by vortex flows // AIAA Paper 77-1352. - 1977.
78. Kulik K.N., Tur A.V., Janovskij V.V. Evoljucija vihrja u tverdoj stenki pod vozdejstviem potencial'noj volny // UFZh.- 2006. - T.51. - No.10. - S.1008-1017.
79. Arnold V.I., Sevryuk M.B. Oscillations and bifurcations in reversible systems, in Nonlinear Phenomena in Plasma Physics and Hydrodynamics. - M.: Mir Publishers, 1986. - P.31-64.
80. Sevryuk M.B. Reversible systems, Lect.Notes in Math., vol.1211. - Berlin: Springer – Verlag, 1986. - 319p.
81. Politi A., Oppo G.L., Badii R. Coexistence of conservative and dissipative behaviour in reversible dynamical systems // Phys. Rev. A - 1986. -Vol.33. - P.4055-4060.
82. Gonchar V.Y., Svirinovskaya E.Y., Tur A.V., Yanovsky V.V. The interection beetwin resonances and attractor in a reversible dynamic system // Phys. Lett. A. - 1993. - Vol.174. - P.241-246.
83. Gonchar V.Ju., Tur A.V., Janovskij V.V., Bifurkacii haoticheskikh rezhimov obratimyh otobrazhenij pri vzaimodejstvii rezonansov i attraktorov // Zhurnal Elektromagnitnye javlenija. - 1998. - No.1. - S.3-20.
84. Gonchar V.Ju., Ostapchuk P.N., Tur A.V., Janovskij V.V. Evoljucija tochechnyh vihrej v pole širokogo paketa voln / Preprint HFTI, HFTI 95-5. - 1995. - 17s.
85. Vetchanin E.V., Kazakov A.O. Bifurkacii i haos v zadache o dvizhenii dvuh tochechnyh vihrej v akusticheskoj volne // Nelinejnaja dinamika. - 2014. - T. 10. - No. 3. - S.329–343.

PACS: 61.82.Pv; 25.40.Cj

## OXYGEN DEPLETION OF MYLAR UNDER BOMBARDMENT BY 1.0 AND 1.6 MeV PROTONS

**V.N. Bondarenko, A.V. Goncharov, V.I. Sukhostavets, S.G. Karpus, V.V. Kuzmenko,  
K.V. Shebeko**

*National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"*

*1, Akademicheskaya st., Kharkov 61108, Ukraine*

*E-mail: [goncharov@kipt.kharkov.ua](mailto:goncharov@kipt.kharkov.ua)*

*Received March 17, 2015*

Oxygen losses in polyethylene terephthalate (PET, Mylar,  $(C_{10}H_8O_4)_n$ ) samples under proton bombardment in vacuum were studied with proton energies 1.0 and 1.6 MeV, in the fluence range from  $5 \cdot 10^{12}$  to  $2.6 \cdot 10^{16}$  cm<sup>-2</sup> at the current density 1  $\mu$ A/cm<sup>2</sup>. The oxygen depletion was investigated *in situ* by proton backscattering spectrometry. The relation between oxygen content  $n$  and the fluence  $\phi$  was studied for the nearsurface layer of a sample (up to 0.9  $\mu$ m for 1.0 MeV proton energy, and 1.9  $\mu$ m for 1.6 MeV energy). Approximation  $n=n_0 \exp(-\sigma\phi)$  was used at the initial section of the  $n(\phi)$  dependence (up to 20% oxygen content decreasing). Here  $\sigma$  is the oxygen depletion cross section. The measured cross section values equal  $1.1 \cdot 10^{-17}$  cm<sup>2</sup> ( $\pm 12\%$ ) for 1.0 MeV proton energy, and  $4.2 \cdot 10^{-18}$  cm<sup>2</sup> ( $\pm 15\%$ ) for 1.6 MeV energy.

**KEY WORDS:** irradiation, mylar, proton, backscattering, oxygen depletion cross-section

### РАДІАЦІЙНЕ ЗБІДНЕННЯ МАЙЛАРУ ПО КИСНЮ ПІД ДІЄЮ ОПРОМІНЮВАННЯ ПРОТОНАМИ З ЕНЕРГІЄЮ 1,0 ТА 1,6 MeV

**В. Бондаренко, О.В. Гончаров, В.І. Сухостаєць, С.Г. Карпусь, В.В. Кузьменко, К.В. Шебеко**

*Національний Науковий Центр "Харківський фізико-технічний інститут"*

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

Досліджені втрати кисню в зразках майлару,  $(C_{10}H_8O_4)_n$ , під дією бомбардування протонами з енергією 1,0 та 1,6 MeV у вакуумі в діапазоні флюенсів від  $5 \cdot 10^{12}$  до  $2,6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> при густині струму 1  $\mu$ A/cm<sup>2</sup>. Збіднення по кисню вивчалось *in situ* за допомогою спектрометрії зворотного розсіювання протонів. Співвідношення між вмістом  $n$  кисню та флюенсом  $\phi$  досліджувалось для приповерхневого шару зразку (0,9 мкм для енергії протонів 1,0 MeV та 1,9 мкм для енергії 1,6 MeV). Використовувалась апроксимація  $n=n_0 \exp(-\sigma\phi)$  на початковій дільниці залежності  $n(\phi)$  (до 20%-ного зменшення вмісту кисню). Тут  $\sigma$  – переріз збіднення по кисню. Виміряні величини перерізів склали  $1,1 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> ( $\pm 12\%$ ) для енергії протонів 1,0 MeV та  $4,2 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> ( $\pm 15\%$ ) для енергії 1,6 MeV.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** опромінення, майлар, протон, зворотне розсіювання, переріз збіднення по кисню

### РАДИАЦИОННОЕ ОБЕДНЕНИЕ МАЙЛАРА ПО КИСЛОРОДУ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОБЛУЧЕНИЯ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1,0 И 1,6 МэВ

**В.Н. Бондаренко, А.В. Гончаров, В.И. Сухостаевец, С.Г. Карпусь, В.В. Кузьменко, К.В. Шебеко**

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

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

Исследованы потери кислорода в образцах майлару,  $(C_{10}H_8O_4)_n$ , под действием бомбардировки протонами с энергией 1,0 и 1,6 МэВ в вакууме в диапазоне флюенсов от  $5 \cdot 10^{12}$  до  $2,6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup> при плотности тока 1  $\mu$ A/cm<sup>2</sup>. Обеднение по кислороду изучалось *in situ* с помощью спектрометрии обратного рассеяния протонов. Соотношение между содержанием  $n$  кислорода и флюенсом  $\phi$  исследовалось для приповерхностного слоя образца (0,9 мкм для энергии протонов 1,0 МэВ и 1,9 мкм для энергии 1,6 МэВ). Использовалась аппроксимация  $n=n_0 \exp(-\sigma\phi)$  на начальном участке зависимости  $n(\phi)$  (до 20%-ного уменьшения содержания кислорода). Здесь  $\sigma$  – сечение обеднения по кислороду. Измеренные величины сечений составили  $1,1 \cdot 10^{-17}$  см<sup>2</sup> ( $\pm 12\%$ ) для энергии протонов 1,0 МэВ и  $4,2 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> ( $\pm 15\%$ ) для энергии 1,6 МэВ.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** облучение, майлар, протон, обратное рассеяние, сечение обеднения по кислороду

Пучки ускоренных ионов широко применяются для модификации свойств полимеров: изменения их электрических, адгезионных, прочностных и прочих характеристик [1-2].

В изучении изменения свойств полимеров под облучением особое место занимают исследования, связанные с облучением протонами и ионами гелия. Дело в том, что эти ионы относятся к основным составляющим как солнечного ветра, где энергия данных ионов невелика (электронвольты и десятки электронвольт), так и космического излучения, в котором энергия ионов изменяется в очень широких пределах и достигает  $10^{11}$  ГэВ [3].

Поскольку полимерные материалы применяются в качестве защитных покрытий космических аппаратов и солнечных панелей, то изучение радиационной деградации полимеров под действием потоков ионов водорода и гелия имеет не только научное, но и практическое значение.

Известно, что радиолиз полимеров под действием облучения происходит с выделением газообразных продуктов и, соответственно, с изменением элементного состава вещества материала [4-5]. Для каждого из элементов этот процесс происходит в несколько этапов. Основными из них являются: а) отделение от

макромолекул фрагментов вещества в виде свободных радикалов, содержащих атомы данного элемента; б) миграция этих радикалов и их объединение с такими же или иного типа радикалами в стабильные газообразные молекулы; в) диффузия этих молекул с выходом на поверхность и сублимацией в окружающее пространство (атмосферу или вакуум). Из рассмотренных этапов лишь первый представляет собой чисто радиационный процесс.

Для разных элементов вследствие конкуренции рассмотренных процессов с процессами рекомбинации свободных радикалов (т.е. их повторного присоединения к макромолекулам) возможно как относительное обеднение остающегося вещества некоторыми из этих элементов (водородом, кислородом), так и обогащение (углеродом).

Константы, характеризующие процесс обеднения конкретного полимера разными элементами для заданного типа и энергии облучения, можно определять либо используя масс-спектрометрию газообразных продуктов выделения [5-6], либо с помощью элементного анализа вещества, остающегося после облучения. Для элементного анализа полимеров чаще всего используются ядерно-физические методы анализа (ЯФМА), такие как спектрометрия обратнорассеянных ионов [7], ядерные реакции [8-9], метод ядерной отдачи [9-10]. Такого рода константы необходимы при построении реалистичных моделей, позволяющих прогнозировать деградацию полимеров под облучением.

Обычно для достижения быстрых изменений в свойствах полимеров при облучении используются тяжелые ионы инертных газов. Однако, если облучение производится с целью изучения механизмов процессов, происходящих при этом в полимере, то очевидно, что облучение легкими ионами является более "щадящим" инструментом, поскольку производимая ими ионизация вещества существенно меньше.

Целью настоящей работы было изучение процесса радиационного обеднения по кислороду такого полимера как майлар (полиэтилентерефталат;  $(C_{10}H_8O_4)_n$ ) под действием облучения протонами с энергией 1,0 МэВ и 1,6 МэВ в вакууме. Предполагалось изучение начальной стадии процесса, когда относительное изменение содержания кислорода является небольшим.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Известно, что образцы полимеров, облученные в вакууме, при переносе их в атмосферу, испытывают доокисление [5]. Поэтому во избежание систематических погрешностей проведение элементного анализа образцов по кислороду желательно проводить *in situ* – в нашем случае это означает проведение анализа в той же камере, где проводится облучение, и без нарушения вакуума.

В случае полимеров наиболее приемлемым методом для такого анализа является спектрометрия обратнорассеяния (ОР) протонов, т.е. тех же частиц, которыми проводится облучение. Это приводит к дополнительному преимуществу в эксперименте: облучение и анализ производятся одновременно. К сожалению, в этом случае традиционное облучение путем сканирования пучка по поверхности мишени нельзя использовать из-за существенного искажения спектров ОР при таком сканировании. Если же использовать пучок без сканирования, то возникает проблема неравномерности облучения в облучаемом пятне.

В работах [7,11] это противоречие было преодолено через определение некоторой эффективной площади облучения  $A_{eff}$  из данных предварительного измерения двумерного распределения интенсивности пучка в плоскости мишени.

Изучение кинетики радиационного обеднения майлара по кислороду проводилось на универсальной камере для ЯФМА [12] на протонном пучке ускорителя "Сокол" ННЦ ХФТИ [12,13]. Откачка камеры до остаточного давления  $10^{-4}$  Па обеспечивалась турбомолекулярным насосом и азотной ловушкой, расположенной над держателем мишени.

Сколлимированный пучок протонов диаметром около 2 мм падал на исследуемую мишень перпендикулярно ее поверхности. Предварительные эксперименты продемонстрировали сравнительно быстрое уменьшение содержания кислорода в веществе образца под облучением. Поэтому в основных измерениях средний ток пучка был уменьшен до 20-25 нА, что соответствует плотности тока порядка 1 мкА/см<sup>2</sup>.

Для корректного измерения флюенса облучения необходимо тщательное мониторингирование количества протонов пучка, упавших на мишень-образец. В нашем случае оно проводилось путем регистрации протонов, рассеянных на вспомогательной танталовой мишени, периодически перекрывающей пучок (частота перекрытия пучка составляет 1 Гц, а относительное время перекрытия – 7%). Узел системы мониторингирования установлен перед входом в камеру мишеней. Такого рода методика позволяет контролировать количество ионов, упавших на мишень из вещества с плохой электрической проводимостью даже в случае толстой мишени. Подробно система мониторингирования описана в нашей работе [11]. Для каждой энергии ионов эта система калибруется на пучке путем одновременного измерения количества электрического заряда пучка, собранного с цилиндра Фарадея, временно устанавливаемого на месте мишени-образца.

При заданной энергии пучка протонов предварительно измерялось двумерное распределение интенсивности тока пучка в плоскости мишени. Как и в работе [11] это распределение определялось путем измерения выхода характеристического рентгеновского излучения от специальной молибденовой мишени малых размеров, перемещаемой в двух взаимно перпендикулярных направлениях поперек пучка. В этой работе

было показано, что это распределение демонстрирует долговременную стабильность при выбранном режиме работы ускорителя “Сокол”.

Для облучения использовались образцы майларовой пленки толщиной 7 мкм. При такой толщине протоны пучка свободно проходили через пленку, и накопление дополнительного водорода в веществе пленки практически не имело места.

Поскольку майлар является диэлектриком, то бомбардировка пленки-образца должна сопровождаться накоплением электрического заряда в облучаемой области вследствие эмиссии вторичных электронов. Обычно такая зарядка мишени приводит к некоторым искажениям в измеряемых спектрах ОР. Для уменьшения этого эффекта на поверхность пленки был нанесен тонкий слой алюминия, обеспечивающий стекание заряда из облучаемой области на заземленный держатель мишени. Толщина этого слоя была определена с помощью резерфордского обратного рассеяния ионов гелия с энергией 1,6 МэВ и составила 80 нм. Расчет показывает, что изменение энергии протонов пучка в этом слое является незначительным (4 кэВ при энергии 1,0 МэВ и 3 кэВ при энергии 1,6 МэВ).

Образец пленки диаметром 18 мм закреплялся в алюминиевом держателе. Относительно большой диаметр образца позволял свести к минимуму фон в спектрах ОР, связанный с рассеянием протонов пучка на держателе.

Перед облучением образец выдерживался в вакууме не менее 24 часов для удаления абсорбированных атмосферных газов и влаги.

В процессе облучения периодически измерялись спектры ОР протонов с помощью поверхностно-барьерного детектора, установленного под углом  $170^\circ$  по отношению к пучку. Время набора спектра составляло 100 секунд. По завершению набора каждого спектра пучок временно перекрывался, спектр переносился в базу данных и записывались текущие показания монитора экспозиции. С использованием калибровочного коэффициента показания монитора можно было пересчитать в заряд  $Q$  протонов, упавших на мишень во время облучения.

На рис. 1 представлены характерные спектры ОР от майларовой мишени, измеренные в процессе облучения. В спектрах проявляются характерные “ступеньки”-континуумы, обусловленные рассеянием протонов на ядрах атомов углерода  $^{12}\text{C}$  и кислорода  $^{16}\text{O}$ , входящих в состав вещества майлара, и узкий пик, обусловленный рассеянием на поверхностном слое алюминия. Особенности, связанные с рассеянием на других изотопах углерода и кислорода не проявляются ввиду относительно малого естественного содержания этих изотопов.

В процессе облучения постепенно понижалась высота ступеньки кислорода, что связано с уменьшением содержания кислорода в веществе образца, а также сужалась область континуума, связанная с рассеянием на углероде, что свидетельствует о частичной потере углерода веществом образца. В основном, она связана с улетучиванием молекул углеводородов, CO и CO<sub>2</sub>, образующихся в процессе радиолитического разложения.

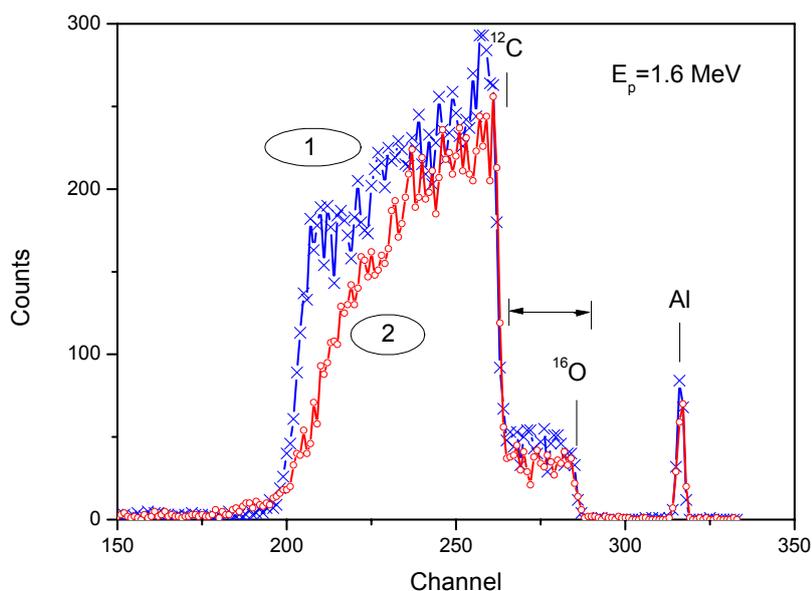


Рис. 1. Энергетические спектры обратно рассеянных протонов для энергии пучка 1,6 МэВ, измеренные от майларовой пленки в начале облучения (1) и после облучения флюенсом  $2,64 \cdot 10^{16}$  ион/см<sup>2</sup> (2). Стрелкой показана область спектра, в пределах которой определялся выход  $Y$  обратного рассеяния на атомах кислорода путем суммирования выходов в отдельных каналах.

Статистика в спектрах является не очень высокой из-за небольшого времени набора и относительно слабого тока пучка, но последние нельзя было увеличивать из-за достаточно быстрого изменения спектров в процессе облучения. Тем не менее, и такая статистика позволяла обрабатывать спектры с целью определения текущего выхода ОР на кислороде.

Интервал энергий протонов, по которому проводилось усреднение искомого сечения обеднения на кислороде, оценивался из ширины области поканального суммирования выходов (см. рис. 1 и 3-ю колонку табл. 1).

Таблица 1.

Режимы, использовавшиеся при облучении пленок майлара протонами (приведенные погрешности соответствуют одному стандартному отклонению). Эффективная площадь вычислялась из выражения (7) (см. ниже).

Энергия протонов, МэВ	Толщина слоя майлара, соответствующая поканальному суммированию, мкм	Сброс энергии протонов в данном слое, кэВ	Ток пучка, нА	Средняя нагрузка детектора, имп./сек.	Эффективная площадь пучка, мм <sup>2</sup>
1,0	0,9	20	20-23	200	4,2 (± 2,6%)
1,6	1,9	45	22-26	150	2,9 (± 1,6%)

### ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ И ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

Для описания зависимости некоторой характеристики  $I$  вещества облучаемого образца от флюенса  $\phi$  на начальной стадии облучения чаще всего используется однопараметрическое представление

$$I(\phi) = I_0 e^{-\sigma\phi}, \quad (1)$$

где  $I_0$  – исходное значение переменной  $I$ ;  $\sigma$  – некоторое сечение данного радиационного процесса. Эта зависимость вытекает из пропорциональности изменения  $dI$  переменной  $I$  величине самой переменной:

$$dI = -\sigma I d\phi, \quad (2)$$

где в данной зависимости  $\sigma$  играет роль коэффициента пропорциональности.

Так, в работе [5] подобным образом было введено сечение обеднения водородом вещества облучаемых полимерных пленок, а в работе [14] – сечение, описывающее изменение интенсивности характерных линий в рамановских спектрах, которые измерялись в процессе облучения полимера.

Аналогичным образом для описания обеднения полиимида по кислороду под действием протонного облучения в работе [7] также было введено соответствующее сечение.

При малых значениях флюенса тормозная способность протонов в веществе пленки практически не изменяется. Поэтому аналитический сигнал (выход  $Y$  обратно рассеянных протонов на участке спектра, относящемся к рассеянию на кислороде) пропорционален содержанию кислорода в веществе образца. Соответственно, искомым параметр  $\sigma^{depl}$ , характеризующий радиационное обеднение полимера по кислороду, можно найти из экспериментальной кривой

$$Y(\phi) = Y_0 \exp(-\sigma^{depl} \phi), \quad (3)$$

где  $Y_0$  – значение выхода ОР в самом начале облучения.

При  $(Y_0 - Y)/Y_0 < 0,2$  зависимость (3) можно заменить линейной зависимостью

$$Y(\phi) \cong Y_0 - b\phi, \quad (4)$$

где

$$b = Y_0 \sigma^{depl}. \quad (5)$$

При этом различие между (3) и (4) не превышает 2%. Выражение (4) удобно тем, что в этом случае для получения величин подгоночных параметров  $Y_0$  и  $b$  и их погрешностей  $\delta Y_0$  и  $\delta b$  можно использовать метод наименьших квадратов в его линейном варианте [15].

Как показано в работе [7] при неравномерном распределении тока по поперечному сечению пучка, что имеет место и в нашем случае, в выражении (4) флюенс  $\phi$  должен быть заменен на эффективный флюенс

$$\phi_{eff} = \frac{Q}{zeA_{eff}}, \quad (6)$$

где  $Q$  – заряд ионов пучка, упавших на мишень в процессе облучения;  $z$  – степень ионизации ионов (для протонов  $z=1$ );  $e$  – элементарный заряд. В данном выражении эффективная площадь  $A_{eff}$  пучка на мишени определяется по формуле

$$A_{eff} = \frac{\left( \iint_A \varphi(x, y) dx dy \right)^2}{\iint_A \varphi^2(x, y) dx dy}, \quad (7)$$

где  $\varphi(x, y)$  представляет собой распределение плотности тока пучка (в относительных единицах) в плоскости мишени, а  $x$  и  $y$  – координаты, поперечные по отношению к направлению пучка [7].

Выражения (4-7) использовались нами при обработке экспериментальных кривых и определении из них сечения  $\sigma^{depl}$ .

Относительная погрешность искомого сечения определялась, исходя из независимости вкладов всех основных погрешностей, т.е. с помощью выражения

$$\frac{\delta\sigma^{depl}}{\sigma^{depl}} = \sqrt{\left(\frac{\delta Y_0}{Y_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta b}{b}\right)^2 + \left(\frac{\delta Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\delta A_{eff}}{A_{eff}}\right)^2}, \quad (8)$$

где первые два слагаемых под корнем вытекают из выражения (5), а последние два – из учета погрешности флюенса, которая, в свою очередь, определяется погрешностями системы мониторинга тока пучка (1,5 %) и эффективной площади пучка на мишени (см. табл. 1). Для результатов измерений, представленных ниже, погрешность сечения определялась, в основном, вторым членом под корнем.

Отметим, что в области энергий пучка протонов 1,0–1,6 МэВ, в которой проводились данные измерения, сечения упругого рассеяния протонов на ядрах  $^{16}\text{O}$  не являются резерфордскими, но это не влияет на обработку результатов, поскольку данные измерения являются относительными.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены зависимости  $Y(\phi)$ , полученные в экспериментах по облучению протонами на начальной стадии облучения.

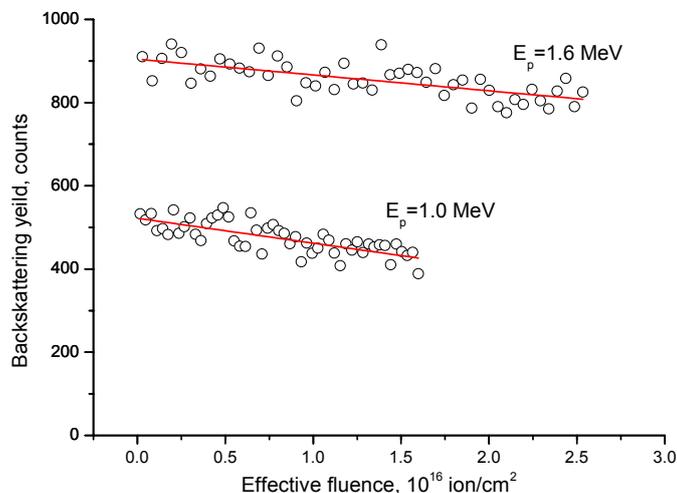


Рис. 2. Зависимость выхода протонов, рассеянных на ядрах атомов кислорода, входящих в состав вещества майларовой пленки, от величины эффективного флюенса облучения протонами с энергией 1,0 МэВ и 1,6 МэВ. Прямые представляют собой результаты подгонки по методу наименьших квадратов.

Статистические флуктуации выхода ОР, проявляющиеся в измеренных зависимостях, обусловлены достаточно низкими сечениями упругого рассеяния протонов на ядрах  $^{16}\text{O}$  и коротким временем набора спектров. Но можно видеть, что в обоих случаях наблюдается устойчивая тенденция к уменьшению выхода ОР с ростом флюенса облучения.

Результаты обработки экспериментальных зависимостей представлены в таблице 2.

Из таблицы видно, что сечение радиационного обеднения по кислороду (как и тормозная способность протонов, которая данной области энергий имеет ионизационный характер), имеет тенденцию к уменьшению с ростом энергии протонов. Аналогичная тенденция по отношению к радиационному обеднению полимера водородом при бомбардировке ионами разных типов отмечалась и в работе [16].

Но следует отметить, что в нашем случае при увеличении энергии протонов с 1,0 до 1,6 МэВ тормозная способность уменьшается примерно на 40%, а сечение радиационного обеднения – в 2,6 раза. Т.е. нельзя утверждать, что в данном радиационном процессе ионизационный фактор является определяющим.

Таблица 2.

Параметры, характеризующие эксперименты по протонному облучению пленок майлара, и результаты обработки экспериментальных зависимостей (приведенные погрешности соответствуют одному стандартному отклонению).

Энергия протонов, МэВ	Тормозная способность майлара, кэВ/мкм	Общее время облучения, сек	Общий эффективный флюенс, ион/см <sup>2</sup>	Соответствующее уменьшение содержания кислорода в веществе	Сечение радиационного обеднения майлара по кислороду, см <sup>2</sup>
1,0	33,9	5000	$1,62 \cdot 10^{16}$	18%	$1,1 \cdot 10^{-17} (\pm 12\%)$
1,6	24,7	4900	$2,64 \cdot 10^{16}$	11%	$4,2 \cdot 10^{-18} (\pm 15\%)$

Данные по радиационному обеднению полимеров по кислороду являются немногочисленными. Согласно работе [17] при радиолитическом разложении плексигласа (полиметилметакрилат, РММА;  $(C_4H_8O_2)_n$ ) кислород выделяется, в основном, в виде СО и СО<sub>2</sub> в соотношении, приблизительно, 3:2. Из аминокислот выделение кислорода происходит, в основном, в виде СО<sub>2</sub> [18], несмотря на то, что в молекулярной структуре аминокислот кислород находится не только в виде карбонильных групп С=О, но и в виде гидроксильных групп –ОН.

Чтобы каким-то образом проводить сопоставление данных по радиационному обеднению разных полимеров, нужно, прежде всего, исходить из структурных формул полимеров и энергий связи атомов в этих структурах. Характерная для майлара структура представлена на рис. 3. Отметим, что в исходной структуре майлара ни один из атомов кислорода не имеет связи с атомами водорода.

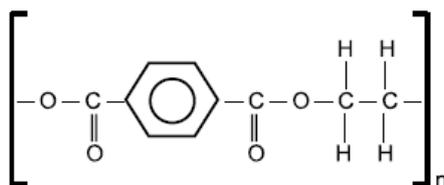


Рис. 3. Структурная формула майлара.

Можно видеть, что в исходном состоянии макромолекул майлара половина атомов кислорода входит в состав карбонильных групп (энергия этой двойной связи составляет около 7,5 эВ [19]). Другая же половина – встроена в основную цепочку в составе фрагментов -С-О-С-, являющихся своеобразными “мостиками” между разными частями макромолекулы. Одна из этих частей состоит из бензольного кольца с присоединенными к нему двумя карбонильными группами, а другая – состоит из двух групп СН<sub>2</sub>. Непосредственными соседями каждого из атомов кислорода, входящих в состав группы -С-О-С-, являются два атома углерода (энергия каждой из отдельных связей С–О составляет около 3,6 эВ, т.е. несколько меньше половины энергии двойной связи в группе С=О).

Таким образом, в составе карбонильных групп атомы кислорода связаны сильнее, чем в “мостовых” участках. Поэтому следует ожидать, что разрушение таких групп под действием облучения должно происходить с меньшей интенсивностью, чем разрушение групп -С-О-С-. И действительно, в работе [20], в которой с помощью рамановской спектроскопии изучалась эволюция характерных линий плексигласа под облучением, наблюдалось более быстрое ослабление интенсивности линии 800 см<sup>-1</sup>, характеризующей “мостовой” участок, по сравнению с линией 1730 см<sup>-1</sup>, характеризующей карбонильные группы.

Слабое влияние облучения на карбонильные группы макромолекул полимеров отмечалось и в работе [5].

Заметим, что в структуре такого полимера как полиимид (каптон) относительное содержание кислорода в составе карбонильных групп составляет уже не половину, а 80 %. Возможно, именно поэтому полиимид имеет большую радиационную стойкость (обзор по радиационным испытаниям полиимида представлен в работе [21]).

Постепенное уменьшение содержания кислорода в полиимиде при бомбардировке тяжелыми ионами (ионы С<sup>+</sup> и N<sup>+</sup> с энергией 100 кэВ) наблюдалось в работе [22]. При флюенсах порядка 10<sup>17</sup> ион/см<sup>2</sup> содержание кислорода падало в 3-4 раза по сравнению с исходным материалом. Авторы работы [22] не приводят величины соответствующих сечений обеднения по кислороду, но используя их экспериментальные кривые, можно сделать оценку этих сечений. Для тех условий, в которых проводилось облучение, величины сечений составляют 10<sup>-16</sup> см<sup>2</sup> по порядку величины, т.е. на порядок больше сечений, полученных в настоящей работе, для случая облучения протонами. Этим подтверждается высказанный нами выше тезис о более “щадящем” режиме облучения при использовании легких ионов.

Если же сравнивать данные по радиационному обеднению полимеров по кислороду с аналогичными данными по водороду, то радиолиз с выделением водорода является гораздо более быстрым процессом. Так величины соответствующих сечений, измеренные в работе [5] на полистироле и плексигласе, на 2 порядка больше, чем полученные в настоящей работе сечения обеднения майлара по кислороду.

Подчеркнем, что в обоих случаях речь идет о начальных стадиях облучения.

В последние годы в попытке найти модель, описывающую измеряемые кинетические зависимости типа (1) не только на начальной стадии облучения, но и в более широком диапазоне флюенсов, все чаще применяется так называемая BMR модель [16]. Она описывается не одним свободным параметром  $\sigma^{depl}$ , как простая модель (1), а некоторыми двумя свободными параметрами.

В частности, BMR модель использовалась при подгонке экспериментальных зависимостей содержания кислорода в майларовой пленке от флюенса при облучении дейтеронами с энергией 1,6 МэВ, измеренных с помощью ядерной реакции  $^{16}\text{O}(d,p_1)^{17}\text{O}$  [8]. Однако при тщательном рассмотрении этих подгонок можно видеть, что успех в описании экспериментальной кривой в широком диапазоне флюенсов достигается ценой значительного отклонения подгоночных значений от экспериментальных в области малых флюенсов, т.е. на начальной стадии облучения.

Представляется, что с точки зрения уточнения количественных соотношений между вероятностями различных фундаментальных процессов, происходящих при ионной бомбардировке полимеров, именно эта стадия представляет больший интерес, поскольку свойства полимера на этой стадии все еще близки к свойствам исходного полимера, в то время как на более поздних стадиях, характеризующихся существенной потерей вещества при радиолизе, вещество пленки приобретает уже новые свойства. В частности, это сказывается на электропроводности [1,23,24], прочности и прочих свойствах материала.

Если же проанализировать начальный участок измеренной в работе [8] зависимости выхода реакции  $^{16}\text{O}(d,p_1)$  от флюенса дейтеронов, то искомое сечение обеднения майлара по кислороду оказывается равным примерно  $5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Согласие с нашими данными можно считать удовлетворительным, учитывая несколько отличающиеся типы первичных ионов пучка и возможное некоторое различие в физико-химических свойствах использовавшихся пленок майлара.

## ВЫВОДЫ

В настоящей работе проведены измерения кинетик радиационного обеднения по кислороду такого широко используемого полимера, как майлар, на начальной стадии облучения протонами с энергией 1,0 и 1,6 МэВ.

Обработка этих зависимостей позволила получить данные по соответствующим сечениям радиационного процесса.

Применение спектрометрии обратно рассеянных протонов позволило непрерывно контролировать содержание кислорода в образцах в процессе самого их облучения.

Полученные данные могут быть полезными при разработке реалистичных моделей для описания радиационного влияния на полимеры.

Авторы выражают признательность персоналу ускорителя “Сокол” за содействие в проведении измерений.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Vencatesan T., Forrest S.R., Kaplan M.L., Murray C.A., Shmidt P.H., Wilkens B.J. Ion-beam-induced conductivity in polymer films // J. Appl. Phys. - 1983. - Vol.54. - No.6. - P.3150-3153.
- Popok V.N., Azarko I.I., Hajbullin R.I. Vlijanie vysokih doz implantacii i plotnosti toka na svojstva plenok poliimida // ZhTF. - 2002. - T.72. - Vyp.4. - S.88-93.
- Akasofu S.I., Chepmen S. Solnechno-zemnaja fizika. Chast' 1/ Per. s angl. - M.: Mir, 1974. - 384 s.
- Mahlis F.A. Radiacionnaja fizika i himija polimerov. - M.: Atomizdat, 1972. - 328 s.
- Davenas J., Thevenard P., Boiteux G., Fallavier V., Lu X.L. Hydrogenated carbon layers produced by ion beam irradiation of PMMA and polystyrene films // Nucl. Instr. and Meth. - 1990. - Vol.B.46. - P.317-323.
- Foti A.M., Milano F., Torrisi L. Amino acid decomposition induced by keV ion irradiation // Nucl. Instr. and Meth. - 1990. - Vol.B.36. - P.361-363.
- Bondarenko V.N., Goncharov A.V., Suhostavec V.I. Opredelenie sechenij radiacionnogo obednenija polimerov otdel'nymi elementami iz dannyh analiza na puchke uskorennyh ionov // Yaderna fizika ta energetika. - 2007. - No.1(19). - S.134-139.
- Abdessalam M., Djebara M., Chami A.C., Siad M. Irradiation damage induced on polyethylene terephthalate by 1.6 MeV deuteron ions // Nucl. Instr. and Meth. - 2008. - Vol.B266. - P.3981-3987.
- Abdessalam M., Stoquert J.P., Chami S., Djebara M., Chami A.C., Siad M. Method to measure composition modifications in polyethylene terephthalate during ion beam irradiation // Nucl. Instr. and Meth. - 2009. - Vol.B267. - P.108-112.
- Watomori M. Change of hydrogen concentration after ion beam irradiation on polyimide films with 100-4000C annealing // Nucl. Instr. and Meth. - 2006. - Vol.B249. - P.158-161.
- Bondarenko V.N., Goncharov A.V., Suhostavec V.I. Izmerenie raspredeleniya plotnosti toka po poperechnomu secheniyu puchka uskorennyh ionov // The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. - 2013. - No.1069. - Iss.4(60). - S.35-40.
- Bondarenko V.N., Glazunov L.S., Goncharov A.V., Zac A.V., Kolot V.Ja., Kuz'menko V.V., Levenec V.V., Omel'nik A.P., Pistrjak V.M., Suhostavec V.I., Shhur A.A. Analiticheskaja ustanovka dlja jaderno-fizicheskikh metodov analiza // Nauchnye vedomosti (Belgorodskij gosudarstvennyj universitet), seriya “Fizika”. - 2001. - No.2(15). - S.86-92.

13. Batvinov L.P., Vergunov A.D., Glazunov L.S., Zac A.V., Levchenko Ju.Z., Novikov M.T., Pistrjak V.M., Storizhko V.E., Chekanov S.Ja. Malogabaritnyj elektrostatičeskij uskoritel' na 2 MjeV gorizonta'nogo tipa (predvaritel'nye ispytaniya) // Voprosy atomnoj nauki i tehniki. Seriya: tehnika fizičeskogo eksperimenta. - 1985. - Vyp.1(22). - S.26-28.
14. Foti G., Reitano R. Structure and bonding in ion irradiated polystyrene // Nucl. Instr. and Meth. - 1990. - Vol.B46. - P.306-308.
15. Hudson D. Statistika dlja fizikov: Per. s angl.-M.: Mir, 1967. - 243 s.
16. Adel M.E., Amir O., Kalish R. Ion-beam-induced hydrogen release from a-C:H: A bulk molecular recombination model // J. Appl. Phys. - 1989. - Vol.66. - P.3248-3251.
17. Henli Je., Dzhonson Je. Radiacionnaja himija: Per. s angl.-M.: Atomizdat, 1974. - 387s.
18. Foti A.M., Milano F., Torrisi L. Amino acid decomposition induced by keV ion irradiation // Nucl. Instr. and Meth. - 1990. - Vol.B46. - P.361-363.
19. Fichini Zh., Lambrozo-Bader N., Depeze Zh.-K. Osnovy fizičeskoj himii: Per. s franc.-M.: Mir, 1972. - 310 s.
20. Lehouckey E.M., Reid I., Hill I. Physical and chemical aspects of PMMA vapour development // Nucl. Instr. and Meth. - 1990. - Vol.B46. - P.364-368.
21. Du Pont Product Bulletin 1988 Kapton polyimide films summary of properties E-93189. Du Pont Company, Polymer Product Division, Wilmigton, DE, M. - P.1-26.
22. Švorčik V., Proškova K., Hnatowicz V., Arenholz E., Kluge A. Polyimide modified by irradiation with C<sup>+</sup> and N<sup>+</sup> ion beams // Polymer Degradation and Stability. - 1999. - Vol.65. - P.131-135.
23. Aleshin A.N., Gribov A.V., Dobrodumov A.V., Suvorov A.V., Shlimak I.S. Elektrofizičeskie svojstva plenok poliimida PM, podvergnutyh ionnoj bombardirovke // FTT. - 1989. - T.31. - Vyp.1. - S.12-18.
24. Bondarenko V.N., Goncharov A.V., Kuz'menko V.V., Suhostavec V.I. Issledovanie zavisimosti elektrosoprotivleniya poliimida ot fljuensa pri obluchenii ionami azota // The Journal of Kharkiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields". - 2010. - No.933. - Iss.4(48). - S.70-74.

PACS: 44.25.+f, 47.20.Bp

## ELEMENTARY CONVECTION CELL IN THE HORIZONTAL LAYER OF VISCOUS INCOMPRESSIBLE LIQUID WITH RIGID AND MIXED BOUNDARY CONDITIONS

O.L. Patochkina<sup>1,3)</sup>, B.V. Borts<sup>2)</sup>, V.I. Tkachenko<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup> National Science Center «Kharkov Institute Of Physics And Technology»  
The National Academy of Science of Ukraine

61108, Kharkov, Akademicheskaya str., 1, phone/fax 8-057-335-08-47

<sup>2)</sup> V.N. Karazin Kharkov National University

61022, Kharkov, Svoboda square, 4, phone/fax 8-057-705-14-05

<sup>3)</sup> «The A.N. Podgorny Institute for Mechanical Engineering Problems»

The National Academy of Science of Ukraine

61046, Kharkov, Dmitriy Pozharskiy str., 2/10, phone/fax 8-057-294-46-35

e-mail: [tkachenko@kipt.kharkov.ua](mailto:tkachenko@kipt.kharkov.ua)

Received March 12, 2015

The result of experimental study of convection cells formation of vacuum oil with mixed boundary conditions is presented. The adding small amounts of dispersed phase (aluminum powder) the viscosity and density of the oil didn't change and under such conditions the boundary conditions for liquid velocity on a rigid boundary can be applied is shown. The experiments demonstrated that exceeding the certain temperature of the container bottom cells of cylindrical shape start to appear in the oil layer with small addition of dispersed phase (oil paint or aluminum powder). The process of appearing of cells finished when the number of cells increases up to the complete filling of oil volume. When amount of the added dispersed phase are small regardless of the its type a rigid boundary conditions can be applied for the lower boundary, i.e. the mixed boundary conditions are present in the layer is shown. The diameter of cells with the mixed boundary conditions varies from 2,65 to 2,83 mm, which is less than the diameter of a cell with free boundary conditions. For a special case there were obtained the analytical solutions of Navier–Stokes equation with rigid boundaries when Rayleigh number is  $R \approx 7124.78$  and wave number is  $k_r \approx \pi\sqrt{7}$ . The expressions of distribution for perturbed velocity and temperature in cylindrical convection cell were received. This distributions were compared to similar property for free convective cell for the main mode  $n = 1$ . It is demonstrated that the diameter of convective cell is inversely related to the value of minimal wave number of the corresponding boundary value problem, i.e. the diameter of a cell with the mixed boundary conditions is less than the diameter of a cell with free boundary conditions, but it's larger than the diameter of a cell with rigid boundary conditions.

**KEY WORDS:** convection cells, vacuum oil, mixed and a rigid boundary conditions, perturbed temperature, perturbed vertical velocity

## ЕЛЕМЕНТАРНИЙ КОНВЕКТИВНИЙ ОСЕРЕДОК З ТВЕРДИМИ ТА ЗМІШАНИМИ ГРАНИЧНИМИ УМОВАМИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМУ ШАРІ В'ЯЗКОЇ, НЕСТИСЛИВОЇ РІДИНИ

О.Л. Паточкіна<sup>1,3)</sup>, Б.В. Борц<sup>1)</sup>, В.І. Ткаченко<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup> Національний Науковий Центр «Харківський фізико-технічний інститут»

Національна Академія Наук України

61108, м. Харків, Академічна, 1, тел. / факс 8-057-335-08-47

<sup>2)</sup> Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

61022, м. Харків, пл. Свободи, 4, тел. / факс 8-057-705-14-05

<sup>3)</sup> «Інститут проблем машинобудування імені О.М. Підгорного»

Національна Академія Наук України,

61046, м. Харків, вул. Дмитра Пожарського, 2/10, тел. / факс 8-057-294-46-35

Приведені результати експериментальних досліджень формування конвективних осередків зі змішаними граничними умовами у вакуумній олії. Показано, що малі кількості доданої дисперсної фази (алюмінієва пудра) не змінюють в'язкість і щільність масла, і в таких умовах застосовуються граничні умови для швидкості рідини на твердій стінці. В експериментах показано, що при підвищенні певної температури дна ємкості в шарі масла з добавкою невеликої кількості дисперсної фази (олійної фарби або алюмінієвої пудри) починають з'являтися осередки циліндричної форми. Зі збільшенням температури дна ємкості кількість осередків збільшується аж до повного заповнення ними об'єму масла. Показано, що незалежно від виду доданої дисперсної фази, але при її малій кількості, на нижній границі ємкості застосовуються граничні умови на твердій границі, тобто в шарі реалізуються змішані граничні умови. Величина діаметра осередків зі змішаними граничними умовами варюється від 2,65 до 2,83, що менше діаметра осередку з вільними граничними умовами. В окремому випадку, для значення числа Релея  $R \approx 7124.78$  і хвильового числа  $k_r \approx \pi\sqrt{7}$  отримані аналітичні рішення рівняння Нав'є-Стокса з твердими границями. Знайдено вирази для збурених швидкості і температури в циліндричному конвективному осередку. Проведено їх порівняння з аналогічними параметрами вільного конвективного осередку для основної моди  $n = 1$ . Показано, що діаметр конвективного осередку обернено пропорційний значенню мінімального хвильового числа відповідної крайової задачі, тобто діаметр осередку зі змішаними граничними умовами менше діаметра осередку з вільними граничними умовами, але більше діаметра осередку з твердими граничними умовами.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** конвективні осередки, вакуумна олія, змішані та тверді граничні умови, збурення температури, збурення вертикальної швидкості

ЭЛЕМЕНТАРНАЯ КОНВЕКТИВНАЯ ЯЧЕЙКА С ТВЕРДЫМИ И СМЕШАННЫМИ ГРАНИЧНЫМИ УСЛОВИЯМИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ СЛОЕ ВЯЗКОЙ, НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

О.Л. Паточкина<sup>1,3)</sup>, Б.В. Борц<sup>1)</sup>, В.И. Ткаченко<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup> *Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»*

*Национальная Академия Наук Украины*

*61108, г. Харьков, Академическая, 1, тел./факс 8-057-335-08-47*

<sup>2)</sup> *Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина*

*61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4, тел./факс 8-057-705-14-05*

<sup>3)</sup> *«Институт проблем машиностроения имени А.Н. Подгорного»*

*Национальная Академия Наук Украины*

*61046, г. Харьков, ул. Дмитрия Пожарского, 2/10, тел./факс 8-057-294-46-35*

Приведены результаты экспериментальных исследований формирования конвективных ячеек со смешанными граничными условиями в вакуумном масле. Показано, что малые количества добавленной дисперсной фазы (алюминиевая пудра) не изменяют вязкость и плотность масла, и в таких условиях применимы граничные условия для скорости жидкости на твердой стенке. В экспериментах показано, что при превышении определенной температуры дна емкости в слое масла с добавкой небольшого количества дисперсной фазы (масляная краска или алюминиевая пудра) начинают появляться ячейки цилиндрической формы. С увеличением температуры дна емкости количество ячеек увеличивается вплоть до полного заполнения ими объема масла. Показано, что независимо от вида добавленной дисперсной фазы, но при ее малом количестве, на нижней границе емкости применимы граничные условия на твердой стенке, т.е. в слое реализуются смешанные граничные условия. Величина диаметра ячеек со смешанными граничными условиями варьируется от 2,65 до 2,83, что меньше диаметра ячейки со свободными граничными условиями. В частном случае, для значения числа Рэлея  $R \approx 7124.78$  и волнового числа  $k_r \approx \pi\sqrt{7}$  получены аналитические решения уравнения Навье-Стокса с твердыми границами. Найдены выражения для возмущенных скорости и температуры в цилиндрической конвективной ячейки. Проведено их сравнение с аналогичными параметрами свободной конвективной ячейки для основной моды  $n = 1$ . Показано, что диаметр конвективной ячейки обратно пропорционален значению минимального волнового числа соответствующей краевой задачи, т.е. диаметр ячейки со смешанными граничными условиями меньше диаметра ячейки со свободными граничными условиями, но больше диаметра ячейки с твердыми граничными условиями.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** конвективные ячейки, вакуумное масло, смешанные и твердые граничные условия, возмущение температуры, возмущение вертикальной скорости

Study of physical processes connected with appearance of convection cells in the layers of liquid heated from below under the conditions when the layer boundaries contact with liquid or gaseous mediums (free boundaries) or with solid thermal control materials (rigid boundaries) is of big scientific and practical interest. It's possible for convection cells to appear in the layers mentioned above in case of their certain geometrical sizes and liquid parameters. The process of such spatiotemporal structures formation takes place due to the medium inability to provide the necessary heat transfer from the bottom boundary to the upper one by means of thermal diffusion, which is corrected by the appearance of ordered convective motion of liquid due to the occurrence of buoyancy force – the difference between Archimedes force and the gravity one [1].

Heat convection – is a phenomenon of mass transfer in the gravity force field and temperature gradient. It can be observed both in nature [2] and in many technological processes as well [3].

Convective mass transfer of air masses, for example, is efficiently used in farming [4]. Convection phenomenon is also used in complex processes of crystals growth for microelectronics [5]. Description of cellular structures formation processes is of great importance for applications in the field of materials laser processing technology [6].

Navier–Stokes equations in Boussinesq approximation (NSBA) are commonly used to describe convective processes. At that there are three types of problems that differ in boundary conditions: both boundaries are free, both boundaries are rigid, one boundary is free and the other one is rigid (mixed boundary conditions) [1,7,8].

Shear stress is absent on the layer boundaries in the problems with free boundary conditions and this leads to the boundary conditions under which NSBA solutions have analytic view in form of normal modes with respect to perturbed velocity and the temperature inside the cell. Lord Rayleigh was the first to obtain these solutions in 1916 [8]. The obtained solutions, as it is shown in [7, 9], allows to form square convection cells or cells consisting of regular polygons (triangle or hexagon) with the help of geometric transformations.

As it appears from [7, 9], the geometric transformations were used to explain the formation of polygon spatially periodic structures which completely fill the volume of convective layer and in this way provide maximum transport of heat between the layer boundaries.

As it was underlined in [10], the explanation of polygon convective structures formation in the liquid layer heated from below should be based not on geometry, but it should have regard to energy advisability or in other words – the explanation should be based on energy principle. This principle sets the correspondence between the number of convective cells and the temperature of lower layer boundary (under the corresponding temperature gradient) when the latter is increased. To perform such an energy principle of polygon convective structures formation it's necessary to introduce the notion of elementary convective cell. Polygon convective cells can be formed from the large number of such elementary convective cells in case of their close packing. It was offered to use cylindrical convective cell, for which there were obtained analytical expressions of perturbed velocity and temperature, as an elementary one [10]. In the papers being referred to it was shown that the value of analytically counted diameter of cylindrical convection cell

corresponds numerically to the experimental data obtained. In general, the explanation (from the energy principle) of the principle of liquid surface coverage with cylindrical convective cells was given basing on the suggested concept of elementary convective cell.

Energy principle can turn out to be useful when studying spatially periodic convective structures formation basing on NSBA equations with rigid and mixed boundary conditions.

It is known that solving NSBA equations with rigid and mixed boundary conditions the desired expressions for perturbed velocity and temperature inside the cell don't have analytical form and they require engagement of numerical methods [6, 8]. That's why the search of analytical solutions of NSBA equations with rigid and mixed boundary conditions is an actual task.

In the scientific literature devoted to spatially periodic convectional structures study it's conventional to analyze liquid layers completely filled with convective cells of different geometry. However, these sources don't have the information as for convective cells nascent stage. The change of their number wasn't studied under the container bottom temperature increase up to the time when the cells completely fill the liquid volume. Study of such processes basing on NSBA equations with rigid and mixed boundary conditions can give some new theoretical and experimental data in the field of spatially periodic convectional structures formation.

That's why the goal of the current study is to investigate theoretically and experimentally the properties of elementary convective cell which will appear in the horizontal layer of viscous incompressible liquid heated from below with rigid or mixed boundary conditions.

### EXPERIMENTAL STUDIES OF CONVECTIVE CELLS FORMATION

**Substance to be studied.** To study experimentally the appearance of convection cells with rigid or mixed boundary conditions it should be given to the liquid the properties of single-phase suspension [11]. This is important since it's necessary that the surface (boundary) layer is not be free dispersion medium and to some extent and not to be grease for the second phase of suspension. It has to have the same properties as the bulk of liquid. This condition sets certain requirements for the parameters of dispersion phase particles [11]:

- either the size of dispersion phase particles has to be small enough (approximately equal or several times thicker than the thickness of liquid surface layer) and in this way it is minimizing the thickness of free dispersion medium interlayers;

- or the volume fraction of dispersion phase solid particles has to be significantly lower than their volume fraction limit, which provides maximum thickness of free dispersion medium interlayers.

The first requirement of rigid or mixed boundary conditions presence is that there was used vacuum oil BM-5 as single-phase viscous medium with the addition of small amount (50-100 mg) of white oil paint (to visualize the process) which particles are rather small – less than 15  $\mu\text{m}$  (GOST 11826-77), that is less than oil surface layer thickness. The second requirement can be met by adding of aluminum pigment powder ПАП-1 into vacuum oil. This powder is made of refined particles of plate-like shaped aluminum which average thickness is about 0,25 - 0,50  $\mu\text{m}$  and average linear size is 20 - 30  $\mu\text{m}$  (GOST 5494 - 95). The aluminum powder is added is such small amount that the visualization is still possible and the suspension viscosity corresponds the viscosity of dispersion medium (vacuum oil BM-5).

In Fig. 1,2 there are given micro photos (taken using МБС-9 microscope) of vacuum oil BM – 5 with addition of 2 ml of oil paint in amount of  $m=0.05$  g (Fig. 1) or aluminum pigment powder ПАП-1 in amount of 0.005 g.

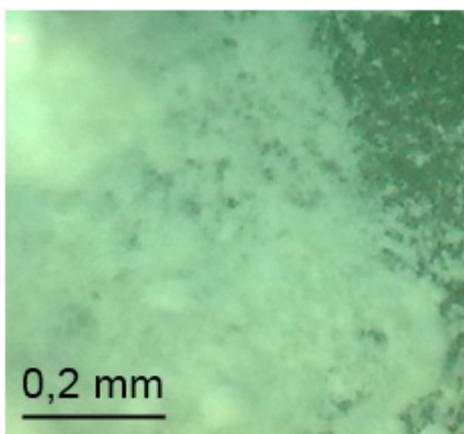


Fig. 1. Distribution of oil paint in vacuum oil.

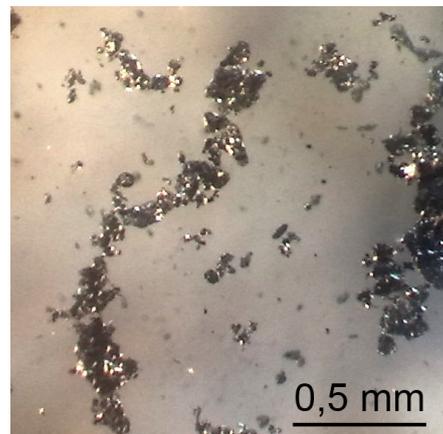


Fig. 2. Distribution of aluminum powder in vacuum oil.

Analysis of the pictures indicates that in case when oil paint was added into vacuum oil (Fig.1) the interlayer of free dispersion medium is absent, while there were observed free dispersion medium interlayers 0.3 - 0.5 mm thick in the spatial distribution of aluminum powder particles (Fig.2).

Thus, the ways to prepare liquid, viscous media described below can be used to perform rigid or free boundary

conditions for modeling convection processes in layers of viscous incompressible liquid heated from below.

**Description of the experiment.** To perform the experiment there was used 2 ml of vacuum oil BM – 5 with the addition of oil paint in the amount of  $m_1=0.05$  g or aluminum pigment powder in the amount of  $m_2=0.005$  g. electric stove

Cylindrical container was filled with oil, the thickness of its layer was chosen empirically and it was equal to  $h=1.0$  mm. The uniform heating of the container bottom was performed by means of electric furnace up to  $140\pm 1$  °C. The cells were formed in the container filled with oil with addition of some amount of oil paint and aluminum powder. The experiments showed that in the thin layer of heated from below oil the cells of cylindrical shape appeared. Inside each cell the vacuum oil moves up at the cell center and it moves down along its external boundary.

In Fig. 3 there are the photos of cylindrical convective cells the number of which grows when the temperature of the cylindrical container bottom is increasing from 82°C to 110 °C. The process starts from formation of 1-2 cells till the time when they are tightly packed in the container with the formation of polygons including hexagons. The measured diameter of convection cells varied within the interval 2.4 – 2.5 mm.

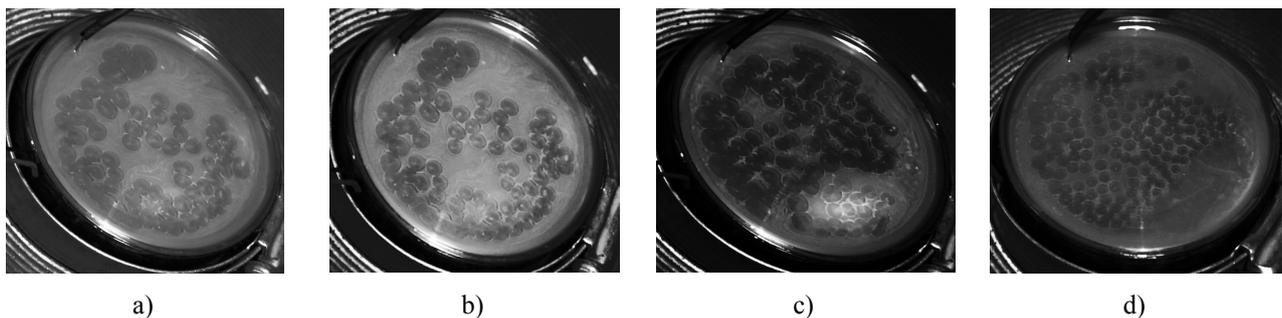


Fig. 3. Dependence of formed cells number on the container bottom temperature with adding oil paint into the vacuum oil. ( $T_1$ - the temperature of oil upper boundary,  $T_2$  – the temperature of container bottom)  
 a)  $T_1=81^\circ\text{C}$ ,  $T_2=91^\circ\text{C}$ ; b)  $T_1=85^\circ\text{C}$ ,  $T_2=96^\circ\text{C}$ ; c)  $T_1=92^\circ\text{C}$ ,  $T_2=104^\circ\text{C}$ ; d)  $T_1=97^\circ\text{C}$ ,  $T_2=110^\circ\text{C}$

In the experiments the cylindrical container was filled oil with aluminum powder. The thickness of oil layer was chosen empirically and it was equal to  $h=1$  mm. Uniform heating of container bottom was performed using of electric furnace and the temperature was kept on the level of  $130\pm 1$ °C. Cylindrical cells were formed in the oil with the addition of small amount of aluminum powder (0.005 g) just as it was in the case with oil paint adding into the oil. Dynamics of liquid inside of each cell repeated the similar dynamics for oil with addition of oil paint.

In Fig.4 there are the photos of cylindrical convective cells the number of which grows when increasing the temperature of the cylindrical container bottom from 84°C до 130°C. Their number increases from formation of 1-2 cells till the time when they are tightly packed in the container with the formation of polygons including hexagons. The measured diameter of convective cells varied within the interval 2.6 – 2.7 mm.

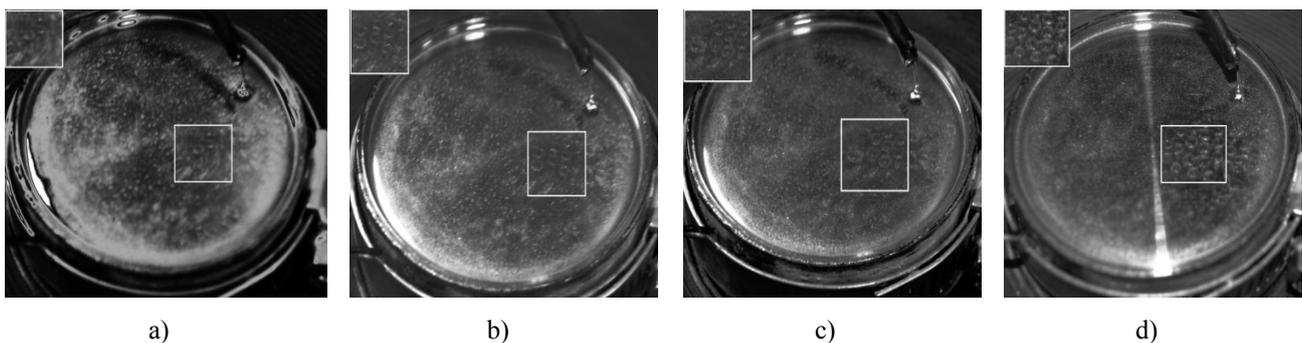


Fig. 4. Dependence of cells number on the container bottom temperature with adding aluminum powder into the vacuum oil.  
 a)  $T_1=84^\circ\text{C}$ ,  $T_2=113^\circ\text{C}$ ; b)  $T_1=87^\circ\text{C}$ ,  $T_2=118^\circ\text{C}$ ; c)  $T_1=92^\circ\text{C}$ ,  $T_2=122^\circ\text{C}$ ; d)  $T_1=95^\circ\text{C}$ ,  $T_2=126^\circ\text{C}$

The areas marked with rectangles in Fig.4 are the areas where cylindrical cells formation is observed: first, 3 cells appear, then 5-6 and in the last photos their number varies from 10-12 to 20. It can be seen that the cells have a cylindrical shape and they are separated with the oil interlayers of certain thickness.

Basing on the experiment results one can make a conclusion that cells of cylindrical shape appear at certain temperature of the container bottom in the oil layer with the addition of small amount of oil paint or aluminum powder and that the boundary conditions correspond boundary conditions on the rigid boundary. When the container bottom temperature increases the number of cells grows too up to the complete filling of oil volume. Regardless of the type of added disperse phase (oil paint or aluminum powder) the cells diameter in the unit of layer thickness varies from 2.65 to 2.83, i.e. the dimensionless cells diameter with the mixed boundary conditions is less than the diameter of free cell which is defined by the value 3.4 [10].

### THE THEORY OF CYLINDRICAL CELL WITH RIGID BOUNDARY CONDITIONS

In the problem of heat convection in the viscous medium with rigid boundaries [7-9] there was studied viscous liquid layer with the thickness  $h$  and it was infinite in both axis  $x$  and  $y$  directions. Axis  $z$  was directed upwards perpendicularly to the layer boundaries  $z = 0$  and  $z = h$ . Distribution of temperature inside the layer  $T_0(z)$  was given in such a way that the lower boundary temperature was higher the one of the upper boundary:  $T_0(0) = T_2$ ,  $T_0(h) = T_1$ , ( $T_2 > T_1$ ). Let's consider, that in equilibrium state the dependence of the layer temperature on  $z$  coordinate is described by linear function:

$$\nabla T_0(z) = -\frac{\Theta}{h} \vec{e}_z, \quad (1)$$

where  $\Theta = T_2 - T_1$  - the difference of temperatures between lower and upper planes,  $\vec{e}_z$  - unit vector directed along the axis  $z$ .

Basing on the experiment results mentioned above (Fig. 3,4) one can make two conclusions:

- the shape of convection cells is a cylindrical one;
- the internal structure of convection cells doesn't depend on azimuthal angle  $\phi$ .

On the ground of these conclusions we'll search for the solutions of linearized Navier–Stokes equations [7] in cylindrical geometry. In this case in the layer with flat boundaries the initial equations for perturbed vertical velocity  $v_z$  and temperature  $T$  have the form:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta v_z = \Delta \Delta v_z + R \Delta_{\perp} T, \quad (2)$$

$$P \frac{\partial T}{\partial t} = \Delta T + v_z, \quad (3)$$

where  $\Delta = \Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  - Laplacian operator,  $\Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right)$  - transverse Laplacian in which on the basis of the axial symmetry of the cells is not a term that characterizes the dependence of the perturbations of the azimuthal angle is missing, i.e. everywhere we suppose  $\partial \dots / \partial \phi = 0$ ,  $R = g \beta h^3 \Theta / (\nu \chi)$  - Rayleigh number,  $g$  - gravitational acceleration directed against axis  $z$ ,  $P = \nu / \chi$  - Prandtl number,  $\nu$  and  $\chi$  - coefficients of kinematic viscosity and thermal conductivity of liquid correspondingly,  $\beta$  - volumetric coefficient of thermal expansion of the liquid,  $v_z, T$  - perturbations of vertical velocity and temperature correspondingly.

For reducing the system of equations (2) - (3) to the dimensionless type there were used the following characteristic measurement units: unit of length - layer thickness  $h$ ; unit of time -  $\tau = h^2 \nu^{-1}$ ; unit of temperature -  $\Theta$ . It has to be mentioned that for the chosen unit of length  $z$  coordinate changes within the interval  $0 \leq z \leq 1$ .

System of equations (2) - (3) can be applied to define "normal" perturbations in the viscous liquid layer heated from below under the condition that this system has to be complemented by the boundary conditions. In the current study we'll consider rigid boundary conditions - the case when on the boundaries at  $z = 0$  and  $z = 1$  the perturbed velocity projection, temperature and vertical speed derivatives have the next values [6, 12]:

$$v_r = v_z = 0; T = 0; \frac{dv_z}{dz} = 0. \quad (4)$$

**Solution of initial system of equations.** The initial equations (2), (3) have partial solutions which describe temporal dynamics of perturbations of vertical speed and temperature of the cylindrical cell [10-11]:

$$v_z(r, z, t) = v(z) J_0(k_r r) \exp(-\lambda t), \quad (5)$$

$$T(r, z, t) = \vartheta(z) J_0(k_r r) \exp(-\lambda t), \quad (6)$$

where  $\lambda$  - eigenvalues characterizing damping ( $\lambda > 0$ ), increase ( $\lambda < 0$ ) or steady state ( $\lambda = 0$ ) of perturbations (4), (5);  $v(z)$  and  $\vartheta(z)$  - perturbation amplitudes of the vertical velocity and the temperature correspondingly;  $J_0(x)$  - Bessel function of first kind and zero order of the argument  $x$ ;  $k_r$  - radial wave number characterizing the dependence of perturbations on transverse coordinate  $r$ .

Let's consider the stable solutions of equations (2), (3), that correspond to the condition  $\lambda = 0$ . Substitution of solutions (5), (6) into the equations (2), (3) leads to the characteristic equation:

$$(q^2 - k_r^2)^3 = -k_r^2 R. \quad (7)$$

In equation (7)  $q \rightarrow 0$  parameter defines the dependence of vertical velocity amplitude  $v(z)$  on  $z$  coordinate in the form  $v(z) = A_0 \exp(qz)$ , where  $A_0$  - an arbitrary constant.

Roots of the characteristic equation (7) are defined by the following expressions:

$$\begin{aligned}
 q_{1,2} &= \pm\sqrt{b-a}; \\
 q_{3,4} &= \sqrt{b+\frac{a}{2}(1+i\sqrt{3})} = \pm(X_+ + iX_-); \\
 q_{5,6} &= \sqrt{b+\frac{a}{2}(1-i\sqrt{3})} = \pm(X_+ - iX_-),
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

where  $a = (k_r^2 R)^{\frac{1}{3}}$ ,  $b = k_r^2$ ,  $X_{\pm} = \left( \frac{1}{2} \left( \sqrt{\left(\frac{1}{2}a+b\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{3}}{2}a\right)^2} \pm \left(\frac{1}{2}a+b\right) \right) \right)^{\frac{1}{2}}$ ,  $i = \sqrt{-1}$  - unit imaginary number.

Solutions of the equations (2), (3) describes neutral disturbances for vertical velocity amplitude in the interval  $0 \leq z \leq 1$ . We'll search the solution in the form:

$$v(z) = \sum_{m=1}^6 C_m \exp(q_m z), \tag{9}$$

where  $C_m$  - arbitrary constants defined by the boundary conditions

$$v(0) = v(1) = 0, \quad \partial v(0)/\partial z = \partial v(1)/\partial z = 0, \quad g(0) = g(1) = 0. \tag{10}$$

As it follows from [6] the solutions of equation (7) and expression (9) obtained basing on them define the values of critical Rayleigh numbers and the amplitude of neutral disturbances correspondingly. Critical Rayleigh numbers and neutral disturbances amplitude can't be expressed analytically it's possible to get only the result of approximate numerical solution of transcendental equations. However, under some assumptions, solution (9) can be represented analytically. See below the approach used to obtain the analytical solution.

Similarly to the solution for the vertical velocity of a free convective cell, when  $v_z(z) \propto \sin(n\pi z)$ ,  $n=1,2,3,\dots$ , we'll search the solutions for the system of equations (2), (3) for  $v_z(z)$  in the same form, i.e. we assume  $\sqrt{a-b} = in\pi$ , where the inequality  $a < b$  is always considered to be true. For the special case we assume  $X_- = n\pi$  that turns out to be possible only in the case when  $a = 8(n\pi)^2$ ,  $b = 7(n\pi)^2$ .

If in (9) the followings values of constants are given:  $C_1 = C_2 = A_1/2$ ,  $C_3 = C_4 = C_5 = C_6 = A_1/4ch(X_+/2)$ , then in the limits in  $z$  which are symmetrical with respect to  $z_0 = 1/2$  the expression for vertical velocity that meets boundary condition requirements (10) has the following form:

$$v(z) = A_1 \left( 1 - ch \left[ \left( z - \frac{1}{2} \right) X_+ \right] ch^{-1} \left( \frac{X_+}{2} \right) \right) \sin(z\sqrt{a-b}). \tag{11}$$

For the comparative assessment of heat and mass transfer parameters between the convective cell with a rigid boundary conditions and a free boundary conditions we'll perform comparative analysis of spatial distribution for their perturbed velocity and temperature. When comparing the expressions for vertical velocity we'll assume constant coefficients  $A_1$  and  $a$  (in [6]) to be equal to 1.

In Fig. 5 there are shown the dependences of perturbed vertical velocity amplitude of the cell with a rigid boundaries and a free boundaries of convective cell on  $z$  coordinate for mode number  $n = 1$ .

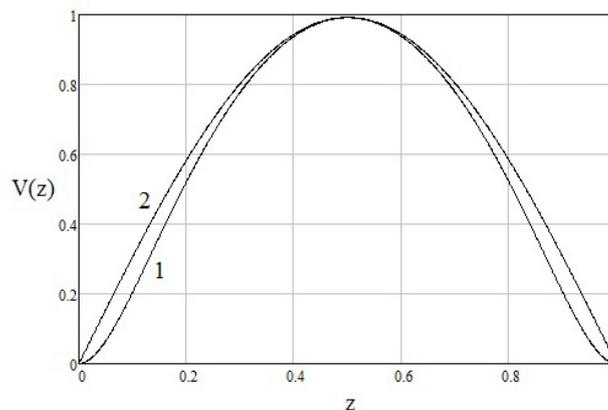


Fig. 5. The dependences of perturbed vertical velocity amplitude of the convective cell with a rigid (1) and a free boundaries (2) on  $z$  coordinate for main mode  $n = 1$ .

It follows from the picture that a rigid boundary conditions insignificantly (in 1.0087425 times) decreases the amplitude of vertical velocity of liquid mass-transfer compared to a free boundary conditions case. At that close to the boundary (when  $z = 0.09$ ) the decreases value makes up 10.48 % relating to the mass-transfer velocity in a free cell.

Partial solution for the perturbed temperature amplitude  $g(z)$  will be received by method of arbitrary-constant variation from the equation (3):

$$\frac{d^2g(z)}{dz^2} - bg(z) = -v(z). \tag{12}$$

For the perturbed temperature the general solution that meets boundary conditions requirements has the following form:

$$g(z) = -\frac{1}{\sqrt{b}} \int_0^z v(\xi) sh(\sqrt{b}(\xi - z)) d\xi + \frac{1}{\sqrt{b}} \frac{sh(z\sqrt{b})}{sh(\sqrt{b})} \int_0^1 v(\xi) sh(\sqrt{b}(\xi - 1)) d\xi. \tag{13}$$

Let's compare the amplitude of a free convective cell perturbed temperature and the one of the cell with a rigid boundary conditions. At that it's necessary to consider that the amplitude of a free cell perturbed temperature when  $a=1$  is defined by the value  $\bar{b} = \frac{1}{n^2\pi^2 + k^2}$ . For the mode  $n=1$  in the neutral curve minimum ( $R_{min} = \frac{27}{4}\pi^4, k_{min} = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$ ) we'll find the value of the perturbed temperature amplitude:  $\bar{b} = \frac{2}{3\pi^2} \approx 0.0675$ .

The comparison of the amplitudes of perturbed temperature in a free convection cell and the one of a cell with a rigid boundary conditions (Fig. 6) shows that in the latter case its amplitude is in 5.458 times less. So, we can conclude that the presence of a rigid boundary conditions decreases the perturbed temperature amplitude in comparison with a free boundary conditions. At that real (taking into consideration multiplier 5.458) maximum deviation of curve 1 from curve 2 in the point  $z = 0.14$  equals to 24.72 %.

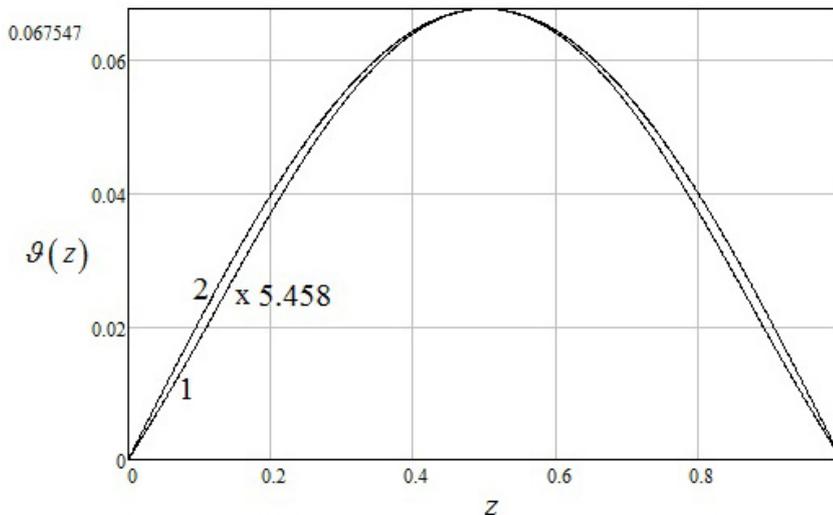


Fig. 6. Dependences of perturbed temperature amplitude of the cell with a rigid boundaries (1) and the one of a free convective cell (2) on  $z$  coordinate for the main mode  $n=1$ .

The expression for radial velocity of liquid movement in a convective cell  $v_r(r, z)$  follows from the condition of its incompressibility:

$$v_r(r, z) = -\frac{dv(z)}{dz} \frac{1}{k_r} J_1(k_r r). \tag{14}$$

Thus in the current section there were defined values of perturbed velocity ( $v_r, v_z$ ) and temperature  $T$  in a cylindrical convective cell with a rigid boundaries in the special case when Raleigh number  $R \approx 7124.78$  and wave number  $k_r \approx \pi\sqrt{7}$ . These values were compared to the similar parameters of a free convective cell for the main mode  $n=1$ .

In particular it was shown that a rigid boundary conditions presence insignificantly (in 1.0087425 times) decreases the vertical velocity amplitude of liquid mass transfer in comparison with vertical velocity of a cell with a free boundary conditions and it decreases perturbed temperature amplitude (in 5,458 times) in comparison with the one of a cell with free boundary conditions.

**Definition of a diameter of convection cell with a mixed and a rigid boundaries.** Expression (14) fulfills physically based boundary conditions on the axis and on a cell periphery, because when  $r=0$  and on cell external boundary  $r=R_c$  the radial speed of liquid equals zero. So, the value of radial wave number can be defined by the following relation:

$$k_{r,l} = \sigma_{1,l} R_c^{-1}, \quad (15)$$

where  $R_c$  - convection cell radius,  $\sigma_{1,l}$  -  $l$ -th zero of Bessel function of first kind ( $J_1(\sigma_{1,l})=0$ ),  $l=1,2,3,\dots$ . Let's give the values of first five zeroes of Bessel function:  $\sigma_{1,1} = 3.832$  ;  $\sigma_{1,2} = 7.016$  ;  $\sigma_{1,3} = 10.173$  ;  $\sigma_{1,4} = 13.324$  ;  $\sigma_{1,5} = 16.471$ .

In the study [10] there was experimentally and theoretically showed that radius of free convection cell in defined by the relation (15), where minimum value of wave number  $(k_r)_{\min} = \pi/\sqrt{2} \approx 2.221$  is used as wave number. At that free cell radius is defined by the value:

$$(R_c)_{free} = \sigma_{1,1} 2^{\frac{1}{2}} \pi^{-1} \approx 0.45 \sigma_{1,1} \approx 1.72. \quad (16)$$

Form the experimental results of the current study it follows that value of radius of a cell with a mixed boundary conditions varies from 2.65 to 2.83, i.e. it has lower value than the one of a free cell. Theoretically calculated diameter value of convective cell with a mixed boundary conditions we'll define from relation (15) similarly to calculation of a free convection cell diameter – by using minimum wave number of the considered boundary value problem  $(k_r)_{mix} \approx 2.682$  [6]:

$$(D_c)_{mix} = 2(R_c)_{mix} = 2\sigma_{1,1}/(k_r)_{mix} \approx 2 \cdot 3.832/2.682 \approx 2.86. \quad (17)$$

The obtained theoretical value of diameter of convective cell with a mixed boundary conditions corresponds to the experimentally measured values in number. These values range from 2.65 to 2.83.

Basing on the results obtained for convective cell with a free and a mixed boundary conditions one can define diameter of convective cell for the problem with a rigid boundary conditions. Its theoretical value equals to:

$$(D_c)_{rigid} = 2(R_c)_{rigid} = 2\sigma_{1,1}/(k_r)_{rigid} \approx 2 \cdot 3.832/3.116 \approx 2.46. \quad (18)$$

To prove experimentally this result let's use the data obtained in the study [13]. Here there was studied the dependence of Nusselt number (the relation of heat exchange intensity at the account of convection and heat transfer to the intensity of heat exchange at the account of heat transfer) on Raleigh number in the layer of viscous incompressible liquid with a rigid boundary conditions heated from below. In the study it was shown that when critical value of Raleigh number increases ( $R \geq R_{critical} = 1700 \pm 51$ ) there was observed hexagons formation. It's obvious that the diameter of cylindrical convective cell from which a hexagon appeared is equal to the diameter of hexagon circumscribed circle. In Fig. 7,8 there are the results of study of convection structures formation (hexagons and roller) in silicon layer AK - 350 of different thickness under controlled temperature of upper and lower boundary of the layer [13]. In these figures it's seen that hexagons are formed when exceeding critical Raleigh number value (Fig. 7b and Fig. 8c,d).

In Fig. 8c the formation of convective roller is shown. This is typical for the oil layers of higher thickness and for higher Raleigh numbers.

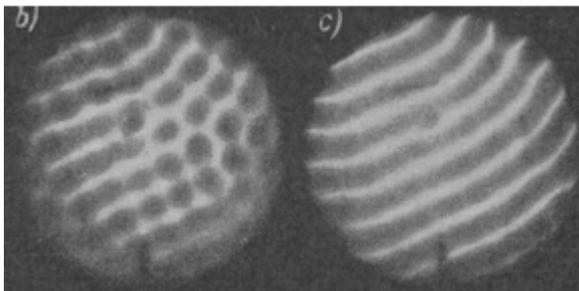


Fig. 7. Formation of hexagons in the layer of silicon oil AK-350 with the layer thickness  $h = 7$  mm [13]  
b)  $R = 1800$  ; c)  $R = 2400$  , formation of convective roller.

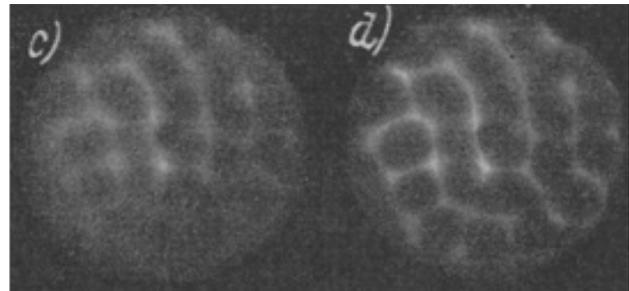


Fig. 8. Formation of hexagons in the layer of silicon oil AK-350 with the layer thickness  $h = 10$  mm [13]  
c)  $R = 2280$  ; d)  $R = 2470$  , the beginning of convective roller formation.

As it follows from Fig. 7 the hexagons formed together with Raleigh number increase form stripes with width  $H$ . Experimentally measured ratio of the stripe width to the liquid layer depth for Raleigh numbers which value is close to the critical one ( $R - R_{crit} \ll 1$ ) is equal to  $H/h = 2$  [13]. Boundaries of the stripes with width  $H$  are formed by the parallel sides of hexagons. So, knowing the distance between them one can define the convective cell diameter by

means of simple geometrical constructions:  $(D_c)_{rigid} = 2H(h\sqrt{3})^{-1}$ . Proceeding from the calculations made and basing on the experimental data we can state that the diameter of convection cell with a rigid boundary conditions is equal to 2.31 mm. The given value of the convection cell diameter is the closest to the one obtained analytically in (18).

Thus, the diameter of cylindrical convective cell with a mixed and a rigid boundary conditions is inversely related to the minimum value of wave number of the studied boundary value problem. Extension of the obtained data shows that the diameter of elementary convective cell with a mixed boundary conditions is less than the one of the cell with a free boundaries, but it's larger than the diameter of the cell with a rigid boundaries (Table).

Table

Cells diameter value for the different boundary conditions

Type of boundary conditions	Theoretical calculations, mm	Experimental data, mm
A rigid boundaries	2.45	2.2 – 2.4
A mixed boundaries	2.8	2.6 – 2.8
A free boundaries [10]	3.4	3.2 – 3.8

### CONCLUSION

There were carried out experimental studies of convective cells formation in vacuum oil under a mixed boundary conditions (the upper boundary is free and the lower one is rigid) for the 2 variants of process visualization. Some amount of oil paint was added into the oil (50 - 100 mg) – the first variant and some aluminum powder was added (5 mg) – the second variant. The first approach to perform the mixed conditions was to use vacuum oil BM-5 as a single-phase viscous medium of vacuum oil with addition of some amount (50-100 mg) of white oil paint into it to visualize the process (paint particles were rather small, less than 15µm). The second approach was to add some amount of aluminum powder (5 mg) into oil. Microscopic studies showed that small amounts of added aluminum powder don't change the oil viscosity and density. Thus, the oil is a single-phase medium in which the boundary conditions are present on a rigid boundary. The boundary conditions for liquid velocity on a rigid boundary can be applied in the studied cases. In the experiments it was shown that cylindrical cells appear at certain temperature of the container bottom in the oil layer with addition on small amount of oil paint or aluminum powder. When increasing the container bottom temperature the number of cells increases up to the moment when they completely fill the oil volume. Regardless of the type of added disperse phase the cells diameter value varies from 2.65 to 2.83. In the special case for Raleigh number  $R \approx 7124.78$  and wave number  $k_r \approx \pi\sqrt{7}$  there were obtained the analytical expressions for the perturbed velocity  $v_r, v_z$  and temperature  $T$  in a cylindrical convective cell with a rigid boundaries and they were compared with the similar parameters of a free convective cell for the main mode  $n = 1$ .

It was shown that a rigid boundary conditions presence insignificantly (in 1.0087425 times) decreases the vertical velocity amplitude of liquid mass transfer in comparison with vertical velocity of a cell with a free boundary conditions and it decreases perturbed temperature amplitude (in 5,458 times) in comparison with the one of a cell with a free boundary conditions.

There were obtained analytical expressions for definition of diameter of convection cell with a mixed and a rigid boundary conditions. It was demonstrated that convection cell diameter is inversely related to minimal value of wave number of the corresponding boundary value problem. Basing on the experimental results and theoretical analysis the following conclusion was made – the diameter of elementary convective cell with a mixed boundary conditions is less than the one of the cell with a free boundary conditions, but it's larger than the one of the cell with a rigid boundaries.

### REFERENCES

1. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. – Oxford: University Press, 1970. - 657 p.
2. Necklyudov I.M., Borts B.V., Tkachenko V.I. Description of the Langmuir circulations by the ordered set of convective bicubic cells// Applied hydromechanics. – 2012. - Vol. 14(86). – No.2.- P. 29–40.
3. Schuka A.A. Nanoelectronics. - M.: Fizmatkniga, 2007. – 465 p.
4. Sazhin B.S., Reutsky V.A. Washing and drying of textile materials: theory and calculation processes. - M.: Fizmatkniga, 1990. – 17-66p.
5. Muller G. Cultivation of crystals from the melt. - M.: Fizmatkniga, 1991. – 143p.
6. Rykalin N.N. Laser processing of materials. – M.: Mechanical Engineering, 1975. – 296p.
7. Gershuni G.Z., Zhuxovickij E.M. Convective stability of incompressible fluid. – M: Science, 1972. – 393 p.
8. Strutt J. W. (Lord Rayleigh). On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side // Phil. Mag. – 1916. – Vol.32. – P.529–546.
9. Getling A.V. Formation of spatial structures of Rayleigh-Benard convection // UFN. – 1991. – Vol. 161. – Issue.9. – P.1–80.
10. Bozbei L.S., Kostikov A.O., Tkachenko V.I. Elementary convective cell in incompressible viscous fluid and its physical properties // Conf. Proc. Int. Conf. MSS-14: Mode Conversion, Coherent Structures and Turbulence, 2014. – 448 p.
11. Hodakov G.S. Geology of suspensions. Phase flow theory and its experimental validation // Ros. Chem. G. – 2003. - Vol.31. – No.2. – P.33-44.
12. Silveston P.L. Warmedurchgang in waagerechten Flüssigkeitsschichten //Forsch. Ing. Wes. – 1958. – Vol.29. – P.59-69.

PACS: 47.20.-k

## STATE FUNCTION IN UNSTABLE CONVECTIVE MEDIUM

I.V. Gushchin, A.V. Kirichok, V.M. Kuklin

*Kharkov National University, Institute for High Technologies,**4 Svobody Sq., Kharkov 61022, Ukraine**e-mail: [sandyrcs@gmail.com](mailto:sandyrcs@gmail.com)*

Received March 12, 2015

Convection in a thin layer of liquid (gas) with temperature independent viscosity between poorly heat conducting boundaries is studied within framework of the Proctor-Sivashinsky model. We have shown by numerical simulation of the Proctor-Sivashinsky model that the state with certain topology can be described by the state function, which is the sum of squared mode of temperature spatial spectrum on the surface. The transitions between these states are characterized by splashes in time-derivative of this function and different meta-stable structures, corresponding to different values of the state function have different visually distinguishable topologies.

**KEY WORDS:** Rayleigh-Bénard convection, the Proctor-Sivashinsky model structural phase transitions, temperature independent viscosity

## ФУНКЦИИ СОСТОЯНИЯ В НЕСТАБИЛЬНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ СРЕДЕ

И.В. Гушин, А.В. Киричок, В.М. Куклин

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

Конвекция в тонком слое жидкости (газа) между плохо проводящими тепло поверхностями рассмотрена в условиях применимости модели Проктора-Сивашинского при отсутствии зависимости вязкости от температуры. Мы покажем с помощью численного анализа модели Проктора-Сивашинского, что каждое состояние может быть описано с помощью функции состояния, которая равна сумме квадратов мод спектра пространственного распределения температуры на поверхности. Переходы между состояниями характеризуются изменением производной по времени от этой функции. Различие между метастабильными состояниями, которые отличаются топологией, определяется разными значениями функции состояния.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** конвекция Релея-Бенара, модель Проктора-Сивашинского структурно-фазовых переходов, независимость вязкости от температуры

## ФУНКЦІІ СТАНУ У НЕСТАБІЛЬНОМУ КОНВЕКТИВНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

І.В. Гушин, О.В. Киричок, В.М. Куклін

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

Конвекцію у тонкому шарі рідини (газу) між поверхнями, що недостатньо гарно проводять тепло, розглянуто в умовах придатності моделі Проктора-Сивашинського, причому при відсутності залежності в'язкості від температури. Ми покажемо з використанням числового моделювання, що кожний стан, може бути представлено фіксованим значенням функції стану, що дорівнює сумі квадратів мод просторового спектра температури на поверхні. Перехід між станами характеризується значенням похідної по часу від функції станів. Різниця між станами, що відрізняються топологією, відповідає різниці між відповідними значеннями функції станів.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** конвекція Релея-Бенара, модель Проктора-Сивашинського структурно-фазових переходів, незалежність в'язкості від температури

The issues of structural transformations, structural second-order phase transitions, resulting in the changes of the symmetry and some characteristic scales of spatial structures always be of great interest to researchers and developers of technologies for example for description of the convection [1-3].

The Proctor-Sivashinsky model is found to be very attractive [4,5] for studying the processes of pattern formation in systems which possess a preferred characteristic spatial scale of interaction between the elements of future structure. This model was developed for description of convection in a thin layer of liquid between poorly conducting horizontal boundaries. Authors of [6] have found the stationary solutions with a small number of the spatial modes, one of which (convective cells) was steady and the second one turned out to be unstable (convective rolls). A particular feature of the model is that it forces a preferred spatial scale of interaction, leaving the system a chance of selecting the symmetry during evolution. It was found, that the type of symmetry and hence the characteristics of the structure are determined by the minima of the potential of interaction between modes lying on a circle in k-space. Even within the Proctor-Sivashinsky model not all processes and the phenomena were studied. The detailed analysis of instability leading to the formation of a metastable structure (convective rolls) will be presented below. Earlier, it was found that at first stage of the instability evolution the metastable long-lived state (the curved quasi-one-dimensional convective rolls) arises. And later, after a lapse of time (which is considerably greater than the reverse linear increment of the process), the system transforms to the steady state (square convective cells) [7,8]. The detailed treatment of the Proctor-Sivashinsky model presented below shows that this structural transition demonstrates all the characteristics of the second order phase

transition (the continuity of the sum of squared mode amplitudes over the spectrum that the same, the continuity of density of this value and discontinuity of its time derivative. The existence of preferred scale (the distance between the regular spatial perturbations) and the possibility to select the type of symmetry (the regular spatial configuration) motivate the interest to this physical model, particularly for description of processes in solid state physics, where the characteristic distance between elements of spatial structures (atoms, molecules) in their condensed state is almost invariable. The objective of this work is investigation of the mechanisms of pattern formation and mode competition in convective medium. The nature and evolution of structural phase transitions between patterns of different topology are considered.

### MODEL DESCRIPTION

When the Rayleigh number  $Ra$  exceeds the critical value corresponding to the onset of convective flow, the three-dimensional convection begins in a thin layer of liquid between poorly conducting horizontal plates heated from below [2], which can be described by the Proctor-Sivashinsky equation [4,5]. This equation determines the dynamics of temperature field in the horizontal plane  $(x,y)$ :

$$\dot{\Phi} = \varepsilon^2 \Phi + \gamma \cdot \nabla(\Phi \nabla \Phi) - (1 - \nabla^2)^2 \Phi + \frac{1}{3} \nabla \left( \nabla \Phi |\Phi|^2 \right) + \varepsilon^2 f, \quad (1)$$

where  $f$  is the random function describing the external noise, and the quantity  $\varepsilon$  determines the convection threshold overriding, which is assumed to be sufficiently small ( $0 < \varepsilon < 1$ ). The term  $\gamma \nabla(\Phi \nabla \Phi)$  describes the temperature dependence of viscosity. Further, we assume  $\gamma = 0$  for simplicity. In this case we shall find the solution in the form

$$\Phi = \varepsilon \sum_j a_j \exp(i \vec{k}_j \vec{r}) \quad (2)$$

with  $|\vec{k}_j| = 1$ . Renormalizing the time units  $\propto \varepsilon^2$ , we obtain the evolution equation for slow amplitudes  $a_j$ :

$$\dot{a}_j = a_j - \sum_{m=1}^N V_{mj} |a_m|^2 a_j, \quad (3)$$

where interaction coefficients are determined as follows

$$V_{jj} = 1 \quad (4)$$

$$V_{ij} = (2/3) \left( 1 - 2(\vec{k}_i \vec{k}_j) \right) = (2/3) (1 + 2 \cos^2 \vartheta). \quad (5)$$

Here  $\vartheta$  is the angle between vectors  $\vec{k}_i$  and  $\vec{k}_j$ .

The instability interval in  $k$ -space represents a ring with average radius equal to unit and the width is order of relative above-threshold parameter  $\varepsilon$ , i.e. much less than unity. During the development of the instability, the effective growth rate of modes that are localized outside of the very small neighborhood near the unit circle will decrease due to the growth of the nonlinear terms and can change sign which will lead to a narrowing of the spectrum to the unit circle in the  $k$ -space. Since the purpose of further research will be the study of stability of spatial structures with characteristic size of order  $2\pi/k \propto 2\pi$  and the important characteristic for visualization of simulation results will be evidence of these structures, so we restrict ourselves by considering some idealized model of the phenomenon, assuming that the oscillation spectrum is already located on the unit circle in the  $k$ -space.

### SIMULATION RESULTS

Development of perturbations in the system shown by the numerical analysis. Starting from initial fluctuations, the modes over a wide range of  $\vartheta$  begin to grow. The value of the quadratic form of the spectrum  $I = \sum_j a_j^2$  can be estimated to obtain as result a value close to 0.75. It was shown that in the absence of temperature dependence of viscosity and when the number of modes is sufficiently large, the system delayed the development while remaining in a dynamic equilibrium. For further development - "crystallization", one of the modes must get a portion of the energy, which exceeds some threshold value. That is, in these cases, it is necessary a certain level of noise (fluctuations).

If one of the modes gets the proper amount of energy, then the process of formation of a simplest convective structure – rolls begins (Fig. 1a). Note that in nature, thin clouds also can form the roll structure. The value of  $I$  in this case tends to unity ( $I \rightarrow 1$ ). However, this state is not stable and then we can see the next structural transition: convective rolls are modulated along the axis of fluid rotation, and the typical size of this modulation phases down. In this transition state, the system stays for a sufficiently long time (which slightly increases within some limits with increase in the number of modes), and the value  $I \approx 1.07$  remains constant during this time. After a rather long time, ten times more than the inverse linear growth rate of the initial instability only the one mode "survives" from newly formed "side" spectrum, which amplitude is comparable with the amplitude of the primary leading mode. In the end, the stable convective structure – square cells is generated (Fig. 1b), and the quadratic form  $I$  reaches the value of  $I = 1.2$ .

Further researches of this process have found the following dynamics of quadratic form  $I = \sum_j a_j^2$  with time

(Fig.2). Exact after the first peak of the derivative, the metastable structure – a system of convective rolls is formed, and up to the moment when the second burst have appeared with value of  $I \approx 1$  it remains unchanged. The next burst indicates the onset of a secondary metastable structure with a new value of  $I \approx 1.07$ .

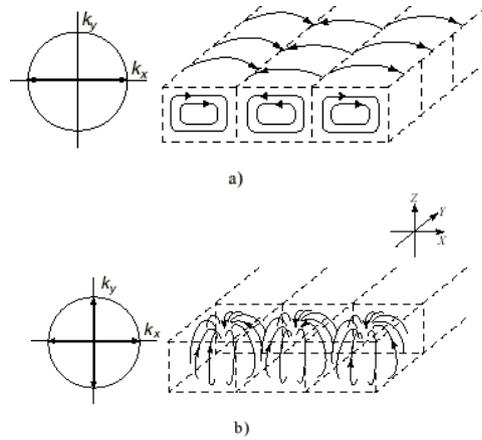


Fig.1. Convective structures: rolls (a) and square cells (b).

After the second burst of the quadratic form derivative, a stable structure of squared convective cells is started to build up. Such behavior proves the existence of structural-phase transitions in the system.

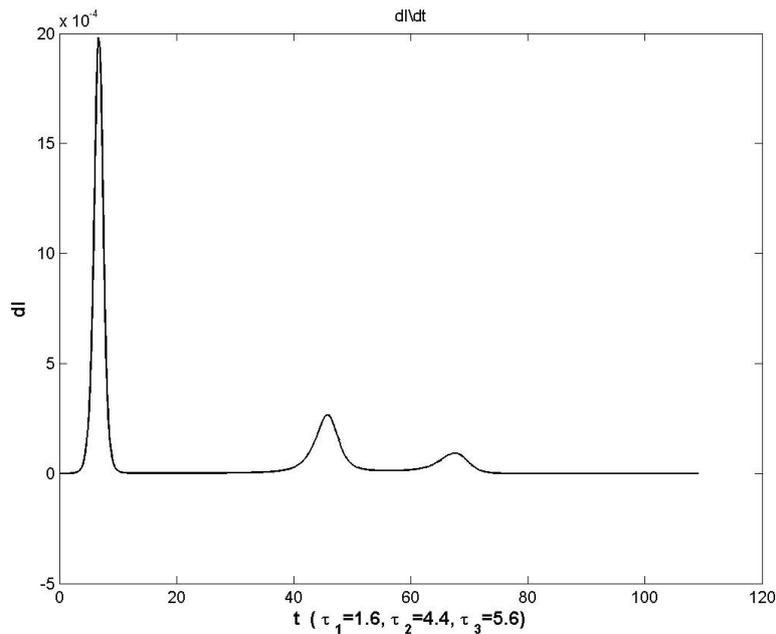


Fig. 2. The evolution of the derivative  $dI/dt$  (in relative measuring units) of the integral quadratic form  $I = \sum_j a_j^2$

After the second splash of the time-derivative, a stable structure of squared convective cells is started to build up. Such behavior proves the existence of structural- phase transitions in the system. Generally speaking, the characteristic times of relaxation processes during evolution of the system to more equilibrium state are determined as usual by the difference of the state function values before the transition and after it. The greater this difference, the faster the transition from one state to another. It is important to keep in mind that the sequence of state transitions is determined by the characteristic times of instabilities (which play the role of relaxation processes) that provide a cascade evolution of the system to the most equilibrium state. Initially, the most fast relaxation processes take place that associated with large difference of the state function values corresponding to different equilibrium states.

Let us verify that in this case all the phenomena occur in the same order and within the framework of the foregoing scenario. The numerical analysis of the model allows confirming these considerations.

It can be seen that the times of state formation  $\tau_n$  are inversely proportional to  $I = \sum_i A_i^2$ , the difference between the values  $I_n^{(+)} = (\sum_i A_i^2)_n^{(+)}$  after  $n$ -th structural phase transition  $I_n^{(+)} = (\sum_i A_i^2)_n^{(+)}$  and before it  $I_n^{(-)} = (\sum_i A_i^2)_n^{(-)}$

$$\tau_n \sim \left\{ \left( \sum_i A_i^2 \right)_n^{(+)} - \sum_i A_i^2 \right\}_n^{(-)} \}^{-1} = \Delta I_n^{-1} \quad (6)$$

It follows from this that

$$\tau_3 / \tau_2 \approx \Delta I_2 / \Delta I_3, \quad (7)$$

Thus, we have shown by numerical simulation of the Proctor-Sivashinsky model that the state with certain topology can be described by the state function, which is the sum of squared mode amplitudes. The transitions between these states are characterized by splashes in time-derivative of this function and different meta-stable structures, corresponding to different values of the state function have different visually distinguishable topologies.

The fact that the metastable states are characterized by fixed values of the state function was highlighted in our earlier works [9-11]. The numerical study, presented in this paper, confirmed two observations: 1. the difference between the values of the state function before and after the structural phase transition is inversely proportional to the characteristic time of the corresponding structural-phase transition; 2. the evolution of the planar convective structure under consideration demonstrates all the features of a relaxation process, i.e. the fast structural-phase transition is succeeded by more slow ones. Thus, a fuller picture of the process becomes clear.

### CONCLUSION

The special feature of the Proctor-Sivashinsky model with temperature independent viscosity is the existence of three possible metastable states. The times of structural transitions between these metastable states are much less than the times of their existence. Each state has a definite topology and can be characterized by definite steady value of the state function. The metastable states are destroyed with time for the instabilities, the growth rate of which can be evaluated from the amplitude of splashes of time-derivative of the state function. It is shown, that the characteristic times of the instabilities, which destroy the previous state and form a new one are inversely proportional to the difference between the values of the state function before and after the structural phase transition. In addition, we show that the faster relaxation processes, i.e. structural phase transitions take priority over more slow ones.

### REFERENCES

1. Busse F.H., Riahi N. Nonlinear convection in a layer with nearly insulating boundaries // *J.Fluid Mech.* – 1980. - Vol.96. - P.243.
2. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Third printing of the Clarendon Press. Oxford University Press edition, Dover Publication Inc.: New York, 1970. - 704 p.
3. Getling A.V. Structures in heat convection // *Usp. Fiz. Nauk.* – 1991. – Vol.11. – P.1-80.
4. Chapman J., Proctor M.R.E. Nonlinear Rayleigh-Benard convection between poorly conducting boundaries // *J. Fluid Mech.* – 1980. – No.101. – P.759-765.
5. Gertsberg V., Sivashinsky G.E. Large cells in nonlinear Rayleigh-Benard convection // *Prog. Theor. Phys.* – 1981. – No.66. - P.1219-1229.
6. Malomed B.A., Nepomniachtchi A.A., Tribel'skii M.P. Two-dimensional quasi-periodic structures in nonequilibrium systems // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* – 1989. – T.96. - P.684-700.
7. Kirichok A.V., Kuklin V.M. Allocated Imperfections of Developed Convective Structures // *Physics and Chemistry of the Earth Part A.* – 1999. – No. 6. – P.533-538.
8. Gushchin I.V., Kirichok A.V., Kuklin V.M. Pattern formation in convective media (review) // *The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields.* – 2013. – No.1040. – Issue 1/57. – P.4-27.
9. Belkin E.V., Gushchin I.V., Kirichok A.V., Kuklin V.M. Structural transitions in the model of Proctor-Sivashinsky // *Problems of Atomic Science and Technology.* – 2010 – No.4 – Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (7) – P.296-298.
10. Gushchin I.V., Kirichok A.V., Kuklin V.M. Pattern formation in unstable viscous convective medium // *Problems of Atomic Science and Technology.* – 2013 – No.4 – Series: Plasma Electronics and New Methods of Acceleration (8) – P. 251-256.
11. Gushchin I.V., Belkin E.V. Modeling of noise influence on the formation of spatial structures in the Proctor-Sivashinsky model // *Contemporary problems of mathematics, mechanics and computing sciences, Karazin Kharkiv National University.* – 2011. - C.226-231.

PACS: 87.63.D-, 83.63.dk

## CORRELATION FUNCTION AND THE POWER SPECTRUM OF THE DOPPLER ULTRASOUND RESPONSE SIGNAL OF UNIFORMLY ACCELERATED SCATTERERS IN FLUID FLOW

**E.A. Barannik, O.S. Matchenko**

*V.N. Karazin Kharkiv National University  
4, Svobody Sq., Kharkov, 61022, Ukraine  
e-mail: [sasha.matchenko@gmail.com](mailto:sasha.matchenko@gmail.com)*

Received January 15, 2015

Within the continuum model of the ultrasound wave scattering from inhomogeneities in fluid flow, the analytical expression for the correlation function of mass density and compressibility fluctuations has been obtained in the present work. Using the Gaussian window function, the practically important approximated closed-form expression has been derived for the Fourier transform of the correlation function. The analysis of the latter allowed to come to some conclusions about the frequency response characteristics of Doppler response power spectra. It is shown that the spectrum width, unlike its mean frequency, depends on the duration of the data sample. The relationship has been found between the optimal duration of the measurement, the acceleration of scatterers in a flow and the wave vector of the probing ultrasound field.

**KEYWORDS:** ultrasound, Doppler spectrum, color Doppler, fluctuation correlator, nonstationary blood flow, acceleration

### КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ И СПЕКТР МОЩНОСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ДОПЛЕРОВСКОГО ОТКЛИКА РАВНОУСКОРЕННЫХ РАССЕЙВАТЕЛЕЙ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ

**Е.А. Баранник, А.С. Матченко**

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

В рамках континуальной модели рассеяния ультразвуковых волн на неоднородностях в потоке жидкости в настоящей работе получено аналитическое выражение для корреляционной функции флуктуаций плотности и сжимаемости среды в случае равноускоренного движения рассеивателей. С использованием гауссовского весового окна найдено практически важное приближенное выражение для фурье-образа корреляционной функции в классе элементарных функций. Анализ последнего позволил сделать выводы об амплитудно-частотных характеристиках ультразвуковых доплеровских спектров мощности отклика. Показано, что ширина спектра, в отличие от его модальной частоты, зависит от длительности выборки данных. Найдена связь между оптимальной продолжительностью измерения, ускорением рассеивателей в потоке и волновым вектором зондирующего ультразвукового поля.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ультразвук, доплеровский спектр, доплеровское картирование, коррелятор флуктуаций, нестационарный кровоток, ускорение.

### КОРЕЛЯЦІЙНА ФУНКЦІЯ І СПЕКТР ПОТУЖНОСТІ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ДОПЛЕРІВСЬКОГО ВІДГУКУ РІВНОПРИСКОРЕНИХ РОЗСІЮВАЧІВ У ПОТОЦІ РІДИНИ

**Є.О. Баранник, О.С. Матченко**

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

У межах континуальної моделі розсіювання ультразвукових хвиль на неоднорідностях в потоці рідини в даній роботі отримано аналітичний вираз для кореляційної функції флуктуацій густини і стисливості середовища в разі рівноприскореного руху розсіювачів. З використанням гаусівського вагового вікна знайдено практично важливий наближений вираз для фур'є-образу кореляційної функції в класі елементарних функцій. Аналіз останнього дозволив зробити висновки щодо амплітудно-частотних характеристик ультразвукових доплерівських спектрів потужності відгуку. Показано, що ширина спектра, на відміну від його модальної частоти, залежить від тривалості вибірки даних. Знайдено зв'язок між оптимальною тривалістю вимірювання, прискоренням розсіювачів в потоці та хвильовим вектором зондуєного ультразвукового поля.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** ультразвук, доплерівський спектр, доплерівське картування, корелятор флуктуацій, нестационарний кровотік, прискорення

Ультразвуковые доплеровские технологии широко используются в современной клинической практике для диагностики состояния сердечно-сосудистой системы. В частности, известно множество работ, в которых с помощью так называемого доплеровского картирования потоков исследуется движение крови по магистральным артериям как в норме, так и при различного рода патологиях (стенозы и т.д.). Данные о зависимости скорости потока крови от фазы сердечного цикла, например, в бедренной [1], легочной [2], сонной [3] артериях однозначно свидетельствуют о том, что в период начала систолы движение крови в этих магистральных сосудах с достаточной степенью точности можно считать равноускоренным. Однако, теоретические исследования особенностей, вносимых в доплеровские спектры отклика ускоренным движением рассеивателей ультразвука, опираются, как правило, на полуэмпирические подходы [4-6], которые дают общее

представление об изменении спектральных характеристик, но не приводят к строгим выводам относительно их связи со свойствами зондирующего ультразвукового поля и характеристиками движения рассеивателей в потоке.

В то же время в работах [7-9] разработан подход, дающий возможность получения аналитических выражений для доплеровских спектров на основе их интегральных представлений. Его существенной чертой является введение аподизирующих как в пространстве, так и во времени функций в виде весовых окон, что позволяет при вычислении спектров доплеровских сигналов применить известные методы асимптотической оценки интегралов (см., например, [10]). Несмотря на большое количество известных методов спектрального оценивания ограниченных во времени сигналов [4,11], в практических приложениях используют, как правило, быстрое преобразование Фурье (БПФ), что приводит из-за конечности выборки данных к паразитным боковым лепесткам. Наложение различных весовых окон во временной области применяется именно для уменьшения амплитуды таких боковых лепестков [11]. Аналогичным образом, все современные диагностические устройства работают с аподизированными излучающими апертурами для подавления боковых лепестков ультразвуковых полей излучения и приема.

Целью настоящей работы было исследование с использованием такого подхода влияния ускоренного движения рассеивателей ультразвука на вид корреляционной функции, которая наряду со свойствами зондирующего ультразвукового поля определяет спектры доплеровского отклика исследуемого потока жидкости. Получены аналитические выражения для фурье-образа корреляционной функции при равноускоренном движении рассеивающих неоднородностей, сделаны выводы относительно амплитудно-частотных характеристик спектров ультразвукового доплеровского отклика и проанализированы важные с практической точки зрения соотношения, определяющие оптимальную длительность выборки сигнала при заданных параметрах ультразвукового зондирования.

### МОДЕЛЬ

В работе [9] показано, что общая связь между полным спектром мощности доплеровского сигнала из области интереса, спектральными характеристиками корреляционной функции рассеивателей ультразвука и характеристиками ультразвукового поля дается выражением

$$S(\omega) = k^4 \int \frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3} C(\vec{q}, \omega) \left| G(\vec{q} + 2\vec{k}) \right|^2, \quad (1)$$

где  $\vec{k}$  и  $k = 2\pi/\lambda$  - волновой вектор и волновое число поля ультразвукового излучателя в приближении плоских волн,  $\lambda$  - длина волны,  $C(\vec{q}, \omega)$  - фурье-образ пространственно-временного коррелятора флуктуаций неоднородностей плотности и сжимаемости в области интереса, зависящий от типа движения в потоке, и  $G(\vec{q} + 2\vec{k})$  - фурье-образ функции чувствительности ультразвуковой системы, отражающий свойства ультразвуковых полей на пространственных гармониках в области интереса. В соответствии с (1) последовательный расчет доплеровских спектров сводится к определению корреляционной функции флуктуаций для данного типа движения, нахождению функции  $G(\vec{q} + 2\vec{k})$  и вычислению на этой основе полного спектра мощности.

Как отмечалось в [9], во многих практически важных с точки зрения импульсно-доплеровских приложений случаях функцию  $G(\vec{q} + 2\vec{k})$  можно считать достаточно острой (по сравнению с коррелятором флуктуаций) с максимумом при  $\vec{q} = -2\vec{k}$ . Такому идеализированному приближению отвечает случай плоских волн, излучаемых и принимаемых непрерывно [7,12]. Следовательно, в первом приближении полный спектр мощности представим в виде

$$S(\omega) \cong k^4 P \cdot C(-2\vec{k}, \omega), \quad (2)$$

где  $P$  - полная мощность сигнала ультразвукового отклика из области интереса. Таким образом, полный спектр мощности в первом приближении определяется только лишь видом коррелятора флуктуаций движения рассеивателей.

В работе [9] показано, что для периодического с периодом  $T$  детерминированного нестационарного прямолинейного движения после усреднения по статистическому ансамблю и начальному моменту времени движения в пределах периода справедливо выражение

$$C(\vec{q}, \omega) = \nu \left\langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \right\rangle \frac{1}{T} \left| \int_{-T/2}^{T/2} dt \exp[i(\vec{q}\vec{s}(t) - \omega t)] \right|^2, \quad (3)$$

где  $\nu$  - константа, зависящая от радиуса корреляции рассеивающих неоднородностей плотности и сжимаемости, которая по порядку величины равна их объему,  $\tilde{\rho}(\vec{r}, t) = \rho^{-1}(\vec{r}, t) [\rho(\vec{r}, t) - \rho_0]$  и  $\tilde{\beta}(\vec{r}, t) = \beta_0^{-1} [\beta(\vec{r}, t) - \beta_0]$  - безразмерные флуктуации соответственно плотности и сжимаемости среды,  $\rho_0$  и  $\beta_0$  - пространственные средние значения этих величин,  $\vec{s}(t) = \vec{r}(t) - \vec{r}_0$  - закон движения рассеивателей в потоке;

$\langle \dots \rangle$  означает усреднение по статистическому ансамблю. Заметим, что усреднение по начальной фазе движения позволяет устранить искажение спектров, обусловленное паразитным вкладом комбинационных частотных составляющих вида  $\omega - \omega'$  ( $\omega \neq \omega'$ ), на который было указано в [4].

Применительно к равноускоренному движению вида  $\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{V}t + \vec{a}t^2 / 2$ , наблюдаемому на интервале времени  $t^* - \frac{T}{2} \leq t \leq t^* + \frac{T}{2}$ , имеем ограниченную по времени выборку доплеровского сигнала, которую можно периодически продолжить во времени. В результате в соответствии с (3) для корреляционной функции получаем выражение

$$C(\vec{q}, \omega) = v \langle (\vec{\beta} - \vec{\rho})^2 \rangle \frac{1}{T} \left| \int_{t^*-T/2}^{t^*+T/2} dt \exp[i\{\vec{q}(\vec{V}t + \frac{\vec{a}}{2}t^2) - \omega t\}] \right|^2. \quad (4)$$

Здесь  $\vec{V}$  - скорость движения неоднородностей в момент времени  $t = 0$  и  $\vec{a}$  - ускорение неоднородностей.

### РЕЗУЛЬТАТЫ

Если ось  $Ox$  направить вдоль направления движения, которое задается коллинеарными векторами скорости  $\vec{V}$  и ускорения  $\vec{a}$ , то непосредственно из (4) для фурье-образа корреляционной функции находим

$$C(q_x, \omega) = v \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle \frac{\pi}{2aq_x T} |Erf(A_+) - Erf(A_-)|^2, \quad (5)$$

$$A_{\pm} = \frac{(1+i)(aq_x(t^* \pm T/2) + q_x V - \omega)}{2\sqrt{aq_x}},$$

где  $Erf^f$  - функция ошибок.

Выражение (5) позволяет, вообще говоря, осуществить численное построение спектров для различных  $t^*$  и  $T$ . Такое построение могло бы быть наглядным, однако на его основании невозможно сделать строгие выводы относительно влияния ускорения рассеивателей на частотные характеристики доплеровского спектра и, в частности, доказать, что при равноускоренном движении ширина спектра при прочих равных условиях зависит только от длительности выборки, на что было указано в [9] исходя из общей теоремы Парсеваля.

Для продвижения выкладок далее и получения аналитических решений запишем формулу (4) в виде, характерном для традиционного БПФ с применением некоторого весового окна  $W(t - t^*)$  с центром в момент времени  $t^*$ :

$$C(\vec{q}, \omega) = v \langle (\vec{\beta} - \vec{\rho})^2 \rangle \frac{1}{T} \left| \int_{t^*-T/2}^{t^*+T/2} dt \cdot W(t - t^*) \cdot \exp[i\{\vec{q}(\vec{V}t + \frac{\vec{a}}{2}t^2) - \omega t\}] \right|^2. \quad (6)$$

В практических приложениях применяют различные весовые окна [11], однако все они отличаются резким спаданием амплитуды по мере удаления от центра окна, что позволяет с хорошей степенью точности распространить интегрирование в (6) до бесконечности. Далее, одним из наиболее популярных является гауссовское весовое окно вида

$$W(t) = \exp[-4t^2 / T^2],$$

где  $T$  - ширина окна по уровню  $e^{-1}$ . Подстановка этого выражения в (6) и интегрирование по времени приводят к следующей формуле для Фурье-образа корреляционной функции:

$$C_G(q_x, \omega) = v \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle \frac{1}{T} \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp[i\{q_x(Vt + \frac{a}{2}t^2) - \omega t\}] \exp[-\frac{4(t-t^*)^2}{T^2}] \right|^2 =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^{3/2} v \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp[-\frac{(\omega - \omega_M)^2}{2\sigma^2}]. \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\sigma^2 = 4T^{-2} + \frac{a^2 q_x^2 T^2}{16}, \quad \omega_M = q_x (at^* + V).$$

По физическому смыслу фигурирующий в (7) параметр  $T$  представляет собой эффективную длительность выборки доплеровского сигнала. В этом приближении с учетом (7) полный спектр мощности (2) есть

$$S_G(\omega) \cong k^4 P \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^{3/2} v \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_k^2}} \exp[-\frac{(\omega - \omega_{Mk})^2}{2\sigma_k^2}], \quad (8)$$

$$\sigma_k^2 = 4T^{-2} + \frac{a^2 k^2 \cos^2 \vartheta \cdot T^2}{4}, \quad \omega_{Mk} = -2k \cos \vartheta (at^* + V),$$

где  $\vartheta$  - доплеровский угол между осью излучателя волн и направлением движения.

### ОБСУЖДЕНИЕ

Спектр (8) имеет гауссовский вид с модальной частотой  $\omega_{Mk}$  и дисперсией  $\sigma_k^2$ . При этом модальная частота не зависит от продолжительности времени наблюдения, а определяется положением центра окна или, что равнозначно, средней в пределах времени измерения скоростью рассеивателей. Ширина же спектра, напротив, не зависит от конкретных значений скорости и момента начала измерения, а определяется только продолжительностью времени наблюдения  $T$ .

В предельном случае  $T \rightarrow 0$  спектр бесконечно расширяется ввиду малой длительности доплеровского сигнала, а при увеличении продолжительности измерения – из-за его возрастающей частотной модуляции. Более того, из (8) прямо следует, что при неограниченном времени наблюдения движения равноускоренных рассеивателей выражение для полного доплеровского спектра оказывается независимым от частоты. Как показано в [9], для фурье-образа коррелятора флуктуаций в этом случае имеем

$$\begin{aligned} C_\infty(q_x, \omega) &= \lim_{T \rightarrow \infty} v \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle \frac{1}{T} \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp[i\{q_x(Vt + \frac{a}{2}t^2) - \omega t\}] \right|^2 = \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} v \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle \frac{1}{T} \cdot \frac{2\pi}{aq_x}. \end{aligned}$$

К этому же значению стремится при  $T \rightarrow \infty$  выражение (7). Факт такой частотной независимости объясняется тем, что при равноускоренном движении и неограниченном времени наблюдения все скорости дают одинаковый по мощности вклад в ультразвуковой отклик и, соответственно, в полный спектр мощности. В результате частотная зависимость возникает в спектрах только при конечном времени наблюдения потоков, как это и следует из (8).

Помимо этого, анализ выражения (8) с учетом однозначной связи между моментом наблюдения и скоростью рассеивателей показывает, что любые равные между собой интервалы времени (а значит, и скорости) при заданном ускорении соответствуют равным по полной мощности спектрам, что согласуется с утверждениями, изложенными в [9].

В работах [13-15] изложены закономерности, известные как соотношения Рао-Крамера и предел Найквиста, анализ которых приводит к критерию наивысшей точности спектральных оценок параметров движения и, в частности, скорости движения. В соответствии с этим критерием наивысшая точность измерений достигается при минимальном значении дисперсии распределения доплеровской частоты, что максимизирует отношение сигнал-шум в заданной полосе частот. Характеристики доплеровской системы могут быть оптимизированы, таким образом, исходя из условия минимальности ширины полного спектра мощности сигнала отклика. В частности, в работе [8] таким способом была вычислена оптимальная длительность зондирующих импульсов при наличии пространственных градиентов скорости движения рассеивателей ультразвука.

Аналогичным образом, пользуясь выражением (8) можно найти оптимальное значение продолжительности измерения  $T$  путем минимизации величины  $\sigma_k^2$

$$\frac{\partial \sigma_k^2}{\partial T} = -8T^{-3} + \frac{a^2 k^2 \cos^2 \vartheta \cdot T}{2} = 0 \Rightarrow T_0 = \frac{2}{\sqrt{ak |\cos \vartheta|}}.$$

Отсюда соответствующее минимальное значение ширины спектра достигается при

$$\sigma_0^2 = 2ak |\cos \vartheta|. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8), получаем выражение для полного спектра мощности при оптимальных условиях:

$$S_{Go}(\omega) \cong k^4 P \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \pi^{3/2} v \langle (\tilde{\beta} - \tilde{\rho})^2 \rangle \cdot \frac{1}{2\sqrt{\pi ak |\cos \vartheta|}} \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_{Mk})^2}{4ak |\cos \vartheta|}\right].$$

В таком виде полученные результаты допускают как графическое построение, так и прямую экспериментальную проверку, что выходит за рамки настоящей работы.

Хорошо известны экспериментальные работы, где исследованы свойства потоков крови в аорте и других крупных артериях. В частности, в [16] доплеровским методом на частоте 2,25 МГц были определены характерные пиковые скорости и средние ускорения потока крови в легочной артерии (0,63 м/с и 3,96 м/с<sup>2</sup> соответственно) и в аорте (0,92 м/с и 9,4 м/с<sup>2</sup> соответственно). В такой реализации, например, при значении доплеровского угла  $\vartheta = 60^\circ$  оптимальная длина выборки для исследования кровотока в аорте составляет

величину порядка 10 мс, что в целом согласуется с размерами выборок, применяемых как в современной эхокардиографии, так и в других приложениях ультразвукографического метода, например, в доплеровской миографии [17].

### ВЫВОДЫ

Результаты настоящей работы дополняют выводы ранее развитой теории [7-9], в рамках которой исследованы корреляционные функции и спектры мощности отклика для случаев стационарного, колебательного и турбулентного движения рассеивателей. В рамках такого подхода в настоящей работе исследован случай нестационарного равноускоренного движения рассеивателей ультразвука. Поскольку в период начала систолы движение крови в магистральных артериях с высокой точностью можно считать равноускоренным, полученные в работе результаты являются важными для исследования состояния сердечнососудистой системы и, в частности, для выбора оптимальных параметров доплеровских режимов ультразвуковой диагностики потоков крови.

Показано, что при равноускоренном движении рассеивателей ультразвука модальная частота спектрального распределения частот доплеровского сдвига не зависит от продолжительности времени наблюдения и ускорения и определяется только средней скоростью движения рассеивателей за время наблюдения. Наоборот, ширина спектра не зависит от конкретных значений скорости движения и момента начала измерения, являясь функцией продолжительности времени наблюдения и величины ускорения. Полученное аналитическое выражение для оптимальной длительности времени наблюдения фазы ускоренного движения однозначно задается величиной ускорения, длиной волны ультразвуковых пучков волн и доплеровским углом зондирования. Длительности выборки доплеровских сигналов, найденные экспериментально для использования при диагностике потоков крови в крупных артериальных сосудах, находятся в хорошем соответствии со сделанными оценками.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ku D.N. Blood Flow in Arteries // Annu. Rev. Fluid Mech. – 1997. – Vol. 29. – P.399–434.
2. Yared K., Noseworthy P., Weyman A.E., McCabe E., Picard M.H., Baggish A.L. Pulmonary Artery Acceleration Time Provides an Accurate Estimate of Systolic Pulmonary Arterial Pressure during Transthoracic Echocardiography // Journal of the American Society of Echocardiography. – 2011. - Vol. 24. – No.6 – P. 687-692.
3. Scoult L.M., Grant E.G. Carotid Ultrasound // Ultrasound: Practical Sonography for the Radiologist – 2009 ARRS Categorical Course. – P.99–111.
4. Cardoso J.C.S., Ruano M.G., Fish P.J. Nonstationarity broadening reduction in pulsed Doppler spectrum measurements using time-frequency estimator // IEEE Trans. Biomed. Engineering. – 1996. – P.1176-1186.
5. Bastos C.A.C., Fish P.J., Vaz F. Spectrum of Doppler Ultrasound Signals from Nonstationary Blood Flow // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control. – 1999. –Vol. 46. – No.5. – P. 1201-1216.
6. Fish P.J. Nonstationarity broadening in pulsed doppler spectrum measurements // Ultrasound in Medicine and Biology. – 1991. – Vol. 17. – Issue 2. – P.147-155.
7. Barannik E.A. Optimum resolution of pulsed Doppler systems // Acoustical Physics. – 1997. – Vol. 43. – No.4. – P.387-390.
8. Barannik E.A. Pulsed Doppler flow-line spectrum for focused transducers with apodized apertures // Ultrasonics. – 2001. – Vol.39. – No.2. – P.311-317.
9. Skresanova I.V., Barannik E.A. Correlation functions and power spectra of Doppler response signals in ultrasonic medical applications // Ultrasonics. – 2012. – Vol. 52. – No.5. – P.676-684.
10. Sveshnikov A. G., Tikhonov A. N. Teoriya funktsii kompleksnoi peremennoi, 5-e izd. - M.: Nauka, 1999.
11. Marple S.L. Digital Spectral Analysis: With Applications. – Prentice-Hall Series in Signal Processing, 1987.
12. Fish P.J. Doppler methods // In Hill C.R. Physical principles of medical ultrasonics. – Chichester: Ellis Horwood Limited, 1986. – P.338-376.
13. Levin B.R. Teoreticheskie osnovy statisticheskoi radiotekhniki. Kn. 2. – M.: Sovetskoe radio, 1975. – 392s.
14. Van Tris G. Teoriya obnaruzheniya, otsenok i modulyatsii. T.3. Obrabotka signalov v radio- i gidrolokatsii i priem sluchainykh gaussovykh signalov na fone pomekh. – M.: Sovetskoe radio, 1977. – 663s.
15. Gilson W., Orphanoudakis S. Error bounds for wide-band high resolution Doppler ultrasound blood flow measurement // Proc. 10th Annu. Int. Conf. IEEE Eng. Med. and Biol. Soc. – 1988. – Pt. 1/4. – P. 473-474.
16. Gardin J.M., Burn C.S., Childs W.J., Henry W.L. Evaluation of blood flow velocity in the ascending aorta and main pulmonary artery of normal subjects by Doppler echocardiography // Am. Heart J. – 1984. – Vol. 107(2).
17. Barannik E.A., Kulibaba A.A., Girnyk S.A., Tolstoluzhskiy D.A., Skresanova I.V. Displacement spectra under isometric muscle contraction: spectral Doppler study and theoretical models of ultrasound response and muscle contraction // J. Ultrasound Med. – 2012. – Vol. 31. – P. 1959-1972.

PACS: 81.05.Qk, 87.55K-, 87.55N-

**RADIATION-SHIELDING PROPERTIES OF POLYMER COMPOSITE MATERIALS****E.M. Prokhorenko<sup>1</sup>, V.F. Klepikov<sup>1</sup>, V.V. Lytvynenko<sup>1</sup>, A.A. Zakharchenko<sup>2</sup>,  
M.A. Khazhmuradov<sup>2</sup>, A.I. Morozov<sup>3</sup>, V.V. Kolesnikova<sup>4</sup>***1) Institute of Electrophysics & Radiation Technologies NASU  
Chernyshevsky st., 28, 61002 Kharkiv, Ukraine**2) National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"  
1, Akademicheskaya St., 61108 Kharkov, Ukraine**3) National University of Civil Protection of Ukraine  
94 Chernyshevska Str. Kharkiv 61023 Ukraine**4) Donetsk National Technical University  
2, Shybankova Square, Krasnoarmiysk 85300, Ukraine  
e-mail: fort-58@mail.ru  
Received March 23, 2015*

Radiation-protective properties of composition materials were investigated. Polystyrene, which was reinforced by an aluminum, was used as basic material. Also, tungsten powder was used as filling material. The composite was made in the form of spheres of 1-5 mm diameter. This allows to develop effective individual protection against gamma radiation without restricting mobility. The Monte Carlo method was used to investigate the energy dependence of the radiation-shielding characteristics of composite materials. We calculated relative attenuation of the absorbed dose of gamma rays for the protective layer with a different component mass composition and thickness of 10 mm.

**KEY WORDS:** composition materials, dose of radiation, radiation protection, Monte Carlo method, polystyrene, aluminum, tungsten

**РАДІАЦІЙНО-ЗАХИСНІ ВЛАСТИВОСТІ ПОЛІМЕРНИХ КОМПОЗИЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ****Є.М. Прохоренко<sup>1</sup>, В.Ф. Клепиков<sup>1</sup>, В.В. Литвиненко<sup>1</sup>, О.О. Захарченко<sup>2</sup>, М.А. Хажмурадов<sup>2</sup>,  
О.І. Морозов<sup>3</sup>, В.В. Колесникова<sup>4</sup>***1) Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України  
вул. Чернишевського 28, 61002 Харків, Україна**2) Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут"  
вул. Академічна, 1, 61108 Харків, Україна**3) Національний університет цивільного захисту України  
вул. Чернишевська, 94, Харків, 61023, Україна**4) Донецький національний технічний університет  
пл. Шибанкова, 2, Красноармійськ 85300, Україна*

Вивчалися радіаційно-захисні властивості композиційних матеріалів. Їх основою був полістирол, який армували алюмінієм. Як наповнювач використовували порошок вольфрам. Композит був виготовлений у вигляді кульок діаметром 1-5 мм, що дозволяє створювати ефективний індивідуальний захист від гамма-випромінювання, не обмежуючи рухливість. Метод Монте-Карло використаний для дослідження енергетичної залежності радіаційно-захисних характеристик композиційних матеріалів. Розраховано відносне ослаблення поглиненої дози гамма-випромінювання для захисного шару з різним масовим складом компонент і товщиною 10 мм.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** полімер-матричний композиційний матеріал, доза-випромінювання, радіаційний захист, метод Монте-Карло, полістирол, алюміній, вольфрам

**РАДИАЦИОННО-ЗАЩИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ****Е.М. Прохоренко<sup>1</sup>, В.Ф. Клепиков<sup>1</sup>, В.В. Литвиненко<sup>1</sup>, А.А. Захарченко<sup>2</sup>, М.А. Хажмурадов<sup>2</sup>,  
А.И. Морозов<sup>3</sup>, В.В. Колесникова<sup>4</sup>***1) Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины  
ул. Чернышевского 28, Харьков 61002, Украина**2) Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"  
ул. Академическая 1, Харьков 61108, Украина**3) Национальный университет гражданской защиты Украины  
ул. Чернышевская, 94, Харьков 61023, Украина**4) Донецкий национальный технический университет  
пл. Шибанкова, 2, Красноармейск 85300, Украина*

Изучались радиационно-защитные свойства композиционных материалов. Их основой являлся полистирол, который армировали алюминием. В качестве наполнителя использовали порошок вольфрам. Композит был изготовлен в виде шариков диаметром 1-5 мм, что позволяет создавать эффективную индивидуальную защиту от гамма-излучения, не ограничивая подвижность. Метод Монте-Карло использован для исследования энергетической зависимости радиационно-защитных характеристик композиционных материалов. Рассчитано относительное ослабление поглощенной дозы гамма-излучения для защитного слоя с различным массовым составом компонент и толщиной 10 мм.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** полимер-матричный композиционный материал, доза-излучения, радиационная защита, метод Монте-Карло, полистирол, алюминий, вольфрам

Важным условием безопасности ядерных объектов является радиационная защита персонала и оборудования. Для создания эффективной защиты от ионизирующего излучения необходимо наличие специальных материалов [1-4]. Помимо высоких радиационно-защитных характеристик данные материалы должны обладать рядом специфических свойств в зависимости от типа защиты (стационарная, индивидуальная и т.д.) и условий её эксплуатации. Особое внимание необходимо уделять проблеме радиационной стойкости материалов противорадиационной защиты, поскольку структура материала может изменяться под воздействием ионизирующего излучения [3-4].

В последнее время значительный интерес проявляется к созданию индивидуальных защитных комплектов (ИЗК), которые предназначены для защиты биологических объектов от воздействия ионизирующего излучения. Такие ИЗК могут применяться на объектах ядерной энергетики и ядерной медицины, а также в горно-спасательной службе. Поэтому в материалах, используемых в ИЗК, высокая эффективность поглощения ядерных излучений должна сочетаться с такими качествами, как сравнительно низкая плотность материала (ограничение ИЗК по весу) и низкая теплопроводность (ИЗК должен защищать от перегрева). От ИЗК также требуется, чтобы он в минимальной степени ограничивал подвижность и в то же время конструкция защитного комплекта должна оставаться достаточно прочной. Также важным требованием является простота технологий изготовления и обработки композитного материала.

В этой работе мы представляем результаты исследования радиационно-защитных свойств разработанных нами композиционных материалов в зависимости от их компонентного состава. Основой изученных композиционных материалов служил полистирол, армированный алюминием. В качестве наполнителя был использован порошковый вольфрам. Ранее мы представляли исследования физических свойств вольфрам-алюминиевых композитных материалов на основе полистирола, таких как твердость, сила трения и прочность в зависимости от размера частиц металлических компонент [1,2].

Основной целью данной работы было изучение эффективности ИЗК на основе вышеуказанных материалов от ионизирующего излучения. Мы использовали метод математического моделирования для сравнения дозы гамма-излучения, которая может быть поглощена биологическим объектом, в зависимости от массового состава компонент защитного композиционного материала. На основе полученных данных были предложены варианты использования разработанных нами композиционных материалов радиационной защиты.

### **ПОДГОТОВКА ОБРАЗЦОВ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ**

Композиционные материалы с добавками алюминия и вольфрама уже использовались ранее для защиты от ионизирующих излучений [5,6]. Алюминий используется для армирования материала (повышения прочности изготавливаемой конструкции) [5], вольфрам же увеличивает поглощающую способность основы композиционного материала. В данной работе мы использовали полистирол в качестве материала основы. Полистирол имеет низкую теплопроводность, слабую химическую активность и высокую прочность. Также к числу его преимуществ можно отнести наличие отлаженных промышленных технологий изготовления изделий из полистирола. Однако, температура плавления полистирола находится в диапазоне 190-200 °С. Поэтому применять композитные материалы на базе полистирола можно только в так называемой «теплой» зоне.

В работе [7] мы, используя методы математического моделирования, проанализировали радиационно-защитные характеристики ИЗК, в котором защитный слой изготовлен из чистого полистирола. Для предельной толщины сплошного защитного слоя в 10 мм ИЗК может обеспечить защиту от гамма-квантов с энергией ниже  $\approx 60$  кэВ. Для гамма-квантов с более высокими энергиями ожидаемое снижение поглощенной дозы гамма-излучения не превышает 10%. Поэтому для повышения поглощающей способности гамма-излучения у разрабатываемого композита мы использовали добавку вольфрама.

Изготовление композитного материала проводилось на стандартном промышленном оборудовании. Для поддержания необходимой температуры расплава нами была разработана система контроля производства композитного материала, которая базируется на использовании методов ИК-радиометрии [2]. Для улучшения теплозащитных свойств ИЗК композит изготавливался в виде шариков. Идея создания сыпучего защитного слоя является оригинальной и позволяет решить значительное число практических задач (например, быстрое создание временных защитных конструкций различной геометрии при локализации источников радиоактивного загрязнения). Размеры шариков были подобраны таким образом, чтобы обеспечить пластичность защитного слоя ИЗК при допустимом значении теплопроводности. Возможный диаметр композитных шариков при изготовлении составлял 1,5-2 мм либо 3,5-4 мм. При их изготовлении использовался порошок алюминия с характерными размерами частиц 10-20 мкм либо 30-40 мкм. Размер частиц в вольфрамовом порошке мог быть выбран 50-60 мкм либо 200-210 мкм.

Мы исследовали радиационно-защитные характеристики разработанных композиционных материалов методом Монте-Карло при помощи универсального пакета моделирования взаимодействия ядерных излучений с веществом Geant 4 v4.9.6p04 [8]. Выбор метода исследования обусловлен тем, что моделирование позволяет существенно уменьшить затраты времени на получение и анализ результатов для множества вариантов состава разрабатываемых композиционных материалов.

В качестве критерия эффективности защиты из композитного материала нами была выбрана величина

относительного уменьшения поглощенной дозы гамма-излучения в тканеэквивалентном фантоме, который располагался после защитного слоя толщиной 10 мм. Данная толщина защитного слоя выбрана для исследования, поскольку разработанные композиционные материалы предназначены для применения в индивидуальных защитных комплексах, для которых существуют ограничения на предельный вес и габариты. Поскольку насыпной защитный слой из шарообразных элементов содержит внутри полости, то в расчетах плотность композита выбиралась с учетом коэффициента заполнения объема.

Моделирование ослабляющих характеристик было проведено для трех групп композиционных материалов, массовый состав которых приведен в табл. 1. Все они были изготовлены с использованием алюминиевого порошка с характерным размером частиц 10-20 мкм и вольфрамового порошка с размером частиц 50-60 мкм. Внутри каждой группы композиционные материалы имели одинаковое объемное содержание полистирола и суммарное объемное содержание металлических компонент. Соотношение между алюминием и вольфрамом варьировалось внутри каждой группы для выбора наиболее эффективного материала, который может быть использован в ИЗК.

Таблица 1.

Массовый состав композиционных материалов

Material	Полистирол, (PS), масс. %	Вольфрам, (W), масс. %	Алюминий, (Al), масс. %
Группа 1			
C050010	16,9	0,4	83,7
C050109	11,2	39,3	49,5
C050505	4,8	83,5	11,7
C050901	3,1	95,3	1,6
C051000	2,5	97,1	0,4
Группа 2			
C080601	6,9	91,0	2,1
C080403	9,4	82,0	8,6
C080304	11,4	74,7	13,9
C080106	19,9	43,6	36,5
Группа 3			
C100401	11,7	82,5	5,8
C100302	14,8	77,9	7,3
C100203	19,1	66,9	14,0
C100104	26,8	46,9	26,3

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Результаты математического моделирования представлены на рис. 1–3.

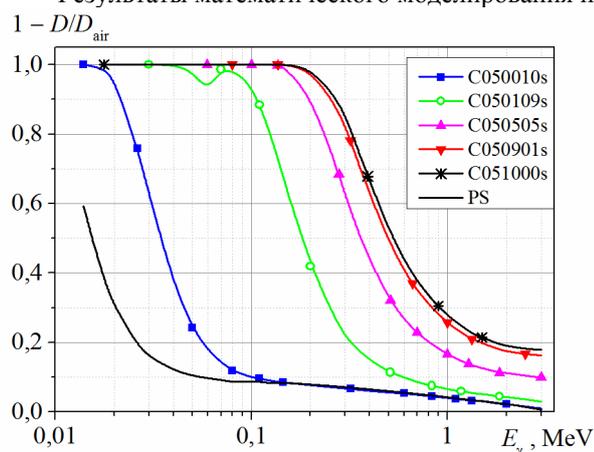


Рис. 1. Зависимость относительного ослабления поглощенной дозы гамма-излучения защитным слоем композитного материала первой группы от энергии гамма-квантов.

данных. На зависимостях ослабления дозы излучения у композитов с низкой плотностью наблюдается скачок поглощения в области  $K$ -края поглощения вольфрама. Для материалов с высокой плотностью этот эффект незаметен из-за практически полного поглощения гамма-излучения в этой области энергий.

В композитах первой группы суммарный объем металлической фракции составлял 66,7% от полного

Расчетная доза, которую поглощает тканеэквивалентный фантом при отсутствии защиты, обозначена как  $D_{air}$ .  $D$  – расчетная доза, которую поглощает тканеэквивалентный фантом, расположенный после слоя защиты. Величина  $1 - D/D_{air}$ , в свою очередь, характеризует относительное ослабление поглощенной дозы гамма-излучения защитным слоем из композиционного материала. Для сравнения на рис. 1–3 также представлен график ослабления поглощенной дозы для чистого полистирола. Он обозначен сплошной линией без маркеров. Поскольку, как уже упоминалось ранее [7], ослабляющие свойства чистого полистирола не позволяют его использовать в ИЗК, то для наглядности при расчете его относительного ослабления поглощенной дозы мы исследовали сплошной слой (т.е. коэффициент заполнения объема для чистого полистирола равен 1). Маркеры на графиках предназначены только для улучшения восприятия

объема исходной смеси. Как видно из данных рис. 1, наилучший показатель эффективности в первой группе демонстрирует композитный материал C051000, в который входит более 97 масс.% вольфрама. Как свидетельствуют данные рис. 2 и 3, защитные характеристики материала C051000 оказались наилучшими в данном исследовании. Также близкие характеристики эффективности поглощения показал материал C050901. Двукратное ослабление дозы эти материалы могут обеспечить для энергии гамма-квантов 0,5 МэВ. Однако применение этих композитов в индивидуальных защитных комплексах малоперспективно из-за высокой плотности (более 12–13 г/см<sup>3</sup>), что сильно утяжеляет ИЗК. Поэтому данные материалы целесообразно использовать только для объектов стационарной защиты, где нет жестких ограничений на общий вес конструкции. Материал C050505 обеспечивает половинное ослабление поглощенной дозы при энергиях гамма-квантов 350 кэВ, а композит C050109 – при энергии около 200 кэВ. Хотя эти два композитных материала значительно легче C051000 (их плотность 5,5–7,7 г/см<sup>3</sup>), однако их применение также может привести к превышению предельно допустимого веса ИЗК. Радиационно-защитные характеристики материала C050010, в котором не используется вольфрам, незначительно превышает характеристики чистого полистирола и его применение в ИЗК не рекомендуется. Таким образом, все образцы первой группы с хорошими радиационно-защитными характеристиками имеют значительный вес и в большей степени подходят для изготовления стационарных насыпных защитных конструкций. Высокая твердость и значительный коэффициент трения между отдельными элементами насыпной защиты, которые характерны для композитов первой группы, упрощает поддержание заданной геометрической формы защиты.

В композициях второй группы суммарный объем металлической фракции составлял 46,7% от полного объема исходной смеси. Твердость и коэффициент трения между отдельными элементами для материалов второй группы ниже, чем для первой группы. В то же время теплопроводность материалов второй группы была выше на 5%, что несколько уменьшает допустимое время непрерывного пребывания в ИЗК. Энергетические зависимости ослабления дозы излучения для композитов второй группы представлены на рис. 2.

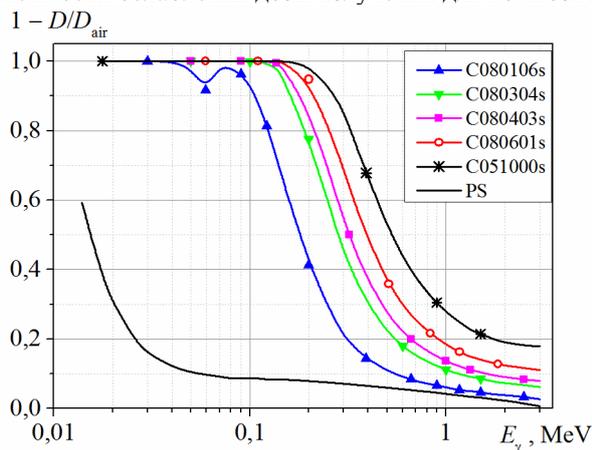


Рис. 2. Зависимость относительного ослабления поглощенной дозы гамма-излучения защитным слоем композитного материала второй группы от энергии гамма-квантов.

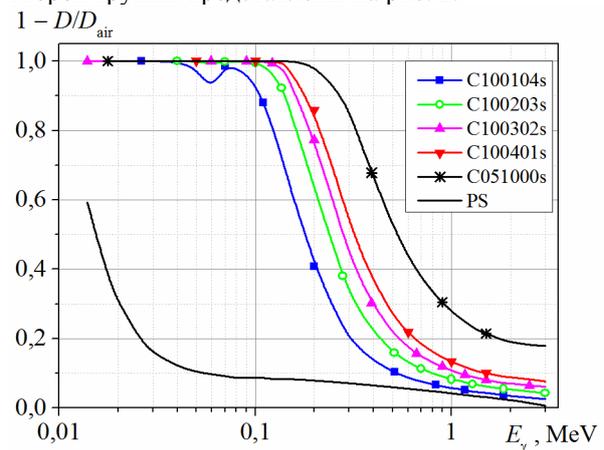


Рис. 3. Зависимость относительного ослабления поглощенной дозы гамма-излучения защитным слоем композитного материала третьей группы от энергии гамма-квантов.

Как следует из рис. 2, разброс величины ослабления поглощенной дозы и, следовательно, эффективности защиты для композитов второй группы несколько меньше по сравнению композиционными материалами первой группы. Образцы C080304, C080403 и C080601 показали достаточно близкие эффективности ослабления при том, что плотность материала C080601 (8,5 г/см<sup>3</sup>) на треть превышает плотность материала C080304 (5,2 г/см<sup>3</sup>). Двукратное ослабление поглощенной дозы достигается в области энергий гамма-квантов от 300 кэВ (C080304) до 400 кэВ (C080601).

В композиционных материалах третьей группы суммарный объем металлических компонент составлял 33,3% от полного объема исходной смеси. Для этих композитов твердость, коэффициент трения и коэффициент теплопроводности на 10% превышает соответствующие величины для чистого полистирола. Кривые энергетических зависимостей относительного ослабления дозы гамма-излучения для материалов третьей группы располагаются на графике еще более плотно, чем для материалов второй группы (рис. 3). Двукратное ослабление дозы излучения достигается в области энергий гамма-квантов от 250 кэВ (C100203) до 350 кэВ (C100401).

Как следует из данных моделирования, при использовании в ИЗК большинство материалов может обеспечить снижение дозовой нагрузки не менее чем на 80% в интервале энергий от 0 до 130 кэВ. Это позволяет рекомендовать их для защиты от излучения медицинских и промышленных рентгеновских установок, для которых максимальная энергия излучения составляет около 120 кэВ. Массовая доля вольфрама в таких композициях может быть на уровне около 40% (рис. 4). C100104 является наиболее легким из подходящих материалов с плотностью 2,7 г/см<sup>3</sup>.

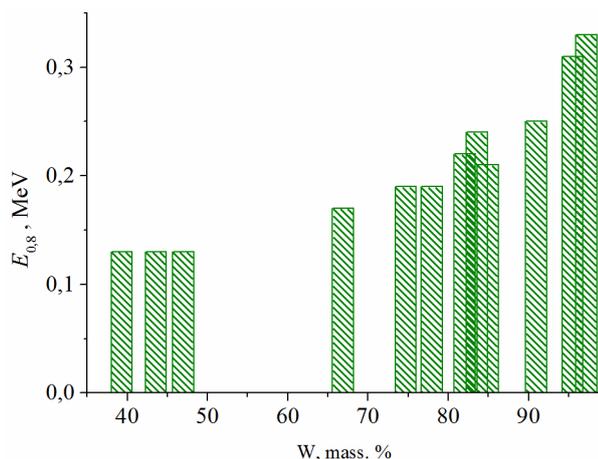


Рис. 4. Зависимость энергии гамма-квантов, при которой достигается пятикратное ослабление дозы излучения, от массового содержания вольфрама в композите.

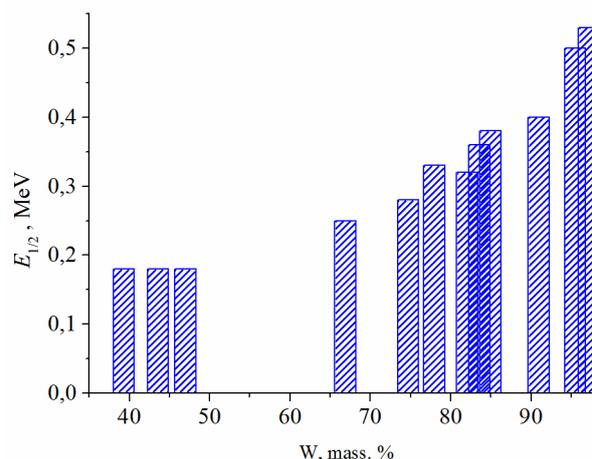


Рис. 5. Зависимость энергии гамма-квантов, при которой достигается двукратное ослабление дозы излучения, от массового содержания вольфрама в композите.

В области более высоких энергий гамма-квантов эффективность защитного слоя толщиной 10 мм быстро снижается и заметного эффекта можно достичь только для тяжелых композитов, где массовая доля вольфрама составляет более 90% (рис. 4 и 5). Как видно из рис. 4, самые тяжелые из исследованных композитов могут обеспечить для ИЗК пятикратное снижение поглощенной дозы при максимальной энергии гамма-квантов менее 0,35 МэВ. Двукратное снижение поглощенной дозы возможно для энергий гамма-квантов около 0,5 МэВ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено сравнение радиационно-защитных свойств трех групп разработанных нами композиционных материалов на основе полистирола, армированного алюминием. Вольфрам был выбран в качестве добавки, обеспечивающей основную долю гамма-излучения. Данные композитные материалы разработаны для использования в индивидуальных защитных комплектах. Исходя из расчетных значений относительного ослабления поглощенной дозы гамма-излучения, можно сделать вывод, что для достижения пятикратного ослабления дозы излучения при помощи насыпного защитного слоя толщиной 10 мм в области энергий гамма-квантов до 130 кэВ, массовая доля вольфрама в композите должна составлять не менее 40%. Такой композит можно использовать для защиты от излучения медицинских и промышленных рентгеновских установок, для которых максимальная энергия излучения составляет  $\approx 120$  кэВ. Среди исследованных образцов минимальную плотность (менее  $3 \text{ г/см}^3$ ) имеют материалы C080106 и C100104.

Более тяжелые композиты могут быть рекомендованы для использования в стационарных системах защиты от ионизирующего излучения, где нет жестких весовых ограничений.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prohorenko E.M., Klepikov V.F., Lytvynenko V.V. et al. Improving of characteristics of composite materials for radiation biological protection // Problems of atomic science and technology. – 2013. – No.6/(88). – P. 240-243.
2. Prohorenko E.M., Klepikov V.F., Lytvynenko V.V. et al. Metal containing composition materials for radiation protection // Problems of atomic science and technology. – 2014. – No.4/(92). – P. 125-129.
3. Klepikov V.F., Kruchinin S.P., Novikov V.E., Kruchinin D.S. Nonlinear current oscillations in the fractal Josephson junction // Material Science Poland. – 2005. – Vol. 23. – No.4. – P. 1009-1013.
4. Dubinko V.I., Klepikov V.F. The influence of non-equilibrium fluctuation on radiation damage and recovery of metals under irradiation. // Journal of Nuclear Materials. – 2007. – Vol. 362. – P. 146-151.
5. Marakin O.A., Pavlenko V.I., Kiriya I.I. et al. Composite material for radiation protection // Application for the invention of the Russian Federation 2001119709/06 (020835), МРК7 G21F 1/10. Application 2001119709/06; appl. 16.07.2001; publ. 20.02.2002. ВІРМ 5.
6. Gulbin V.N. Development of the composite materials modified by nano powders, for radiation protection in atomic engineering // Nuclear physics and engineering. – 2011. – Vol. 2. – No.3. – P.272-286.
7. Prohorenko E.M., Klepikov V.F., Lytvynenko V.V. et al. Improvement of characteristics of composite materials for biological protection from nuclear radiation // Abstracts of the XXIII International conference on accelerating of the charged particles, Alushta, on September, 08-14. – 2013. – P.158.
8. Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H. et al. Geant4 developments and applications // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2006. – Vol.53. – P. 270-278.

PACS: 61.72.Cc, 68.55.Ln

## SINGLE AND DUAL ION IRRADIATION EFFECTS ON SWELLING BEHAVIOR OF EP-450 FERRITIC-MARTENSITIC STEEL

**Y.E. Kupriyanova, V.V. Bryk, A.S. Kalchenko, V.N. Voyevodin**

*National Science Centre Kharkov Institute of Physics and Technology*

*1, Akademicheskaya St., Kharkov, 61108, Ukraine*

*e-mail: [fomenkoj@kipt.kharkiv.ua](mailto:fomenkoj@kipt.kharkiv.ua)*

Received February 24, 2015

In spite of all effects of researchers, up to now there is no understanding of the main radiation phenomena advances, in particular, of the swelling at simultaneously effect of damage dose with generated helium and hydrogen. Imperceptions of this problem is due to absence in the world science society of experimental equipment for investigations under super high damages (~ above 200 dpa). In this paper we carried such irradiation and performed results of the swelling behavior in typical ferritic-martensitic steel EP-450 under different irradiation condition: at high irradiation doses up to 300 dpa, and under dual irradiation with gases (helium or hydrogen). Simulation of radiation damage under environment which is typical for future reactors, as for fusion and accelerator driven system (ADS) the irradiation experiments were conducted using Electrostatic Accelerator with External Injector (ESUVI) at NSC KIPT. Swelling of EP-450 ferritic-martensitic steel were studied under irradiation by Cr ions up to the doses 300 dpa at temperature range 430-550°C. Parameters of swelling, incubation state range; dose zone, where the swelling range reaches the steady state were determined. Irradiation under dual beam modes was conducted using 1.8 MeV Cr<sup>+3</sup>, 40keV He<sup>+</sup>, and 20keV H<sup>+</sup>. It is shown that the behavior of radiation swelling depends on the concentration of helium or hydrogen. Helium and hydrogen have different effects on the kinetics and magnitude of swelling. In the incubation period helium increases void nucleation and raises their concentration. On the steady state period helium reduces swelling steels by reducing the voids size; hydrogen is also effective as helium in acceleration of the swelling beginning, but has less effect on voids nucleation that leads to swelling increase on steady-state period due to uniform rise of voids number density.

**KEY WORDS:** ion irradiation, helium, hydrogen, void swelling, microstructure, ferritic-martensitic steel

### ВПЛИВ ОДНО И ДВОХ ПУЧКОВОГО ІОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА ПОВЕДІНКУ РОЗПУХАННЯ В ФЕРИТО-МАРТЕНСИТНІЙ СТАЛІ ЕП-450

**Ю.Е. Купріянова, В.В. Брик, В.М. Воеводін, О.С. Кальченко**

*Національний Науковий Центр Харківський Фізико-Технічний Інститут*

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

На сьогодні важливим є те, що немає повного розуміння розвитку основних радіаційних явищ, таких як, розпухання при взаємодії пошкоджень з гелієм та воднем, які утворюються під час ядерних реакцій. Відсутність розуміння обумовлена тим, що практично такі експерименти до нас ніхто не проводив, у світової наукової спільноти немає експериментального обладнання для утворення великих пошкоджень (до й вище 200 зна). В роботі представлені результати дослідження поведінки розпухання стандартної ферито-мартенситної сталі ЕП-450 за різних умов опромінення: при високих дозах пошкодження до 300 зна, а також при двох пучковому опроміненні іонами газів (гелій або водень). Вивчено розпухання ферито-мартенситної сталі ЕП-450 при опроміненні іонами хрому до доз 300 зна. В інтервалі температур 430...550°C були отримані результати з параметрів пористості; тривалості інкубаційного періоду; області доз, в якій реалізується перехід до стаціонарної стадії; швидкості розпухання. Показано, що значення розпухання феритної сталі може перевищувати ~20%. Для імітації радіаційних пошкоджень, характерних для реакторів майбутнього покоління опромінення сталі ЕП-450 проводилось на Електростатичному прискорювачі з зовнішнім інжектором (ЕСУВІ), який було розроблено в ННЦ ХФТІ. Двох пучкове іонне опромінення проводилось при 1,8 МеВ Cr<sup>+3</sup>, 40кеВ He<sup>+</sup>, и 20кеВ H<sup>+</sup>. Показано, що поведінка радіаційного розпухання залежить від концентрації гелію та водню; гелій та водень по-різному впливають на кінетику та розмір розпухання. В інкубаційному періоді гелій пришвидшує процес зародження пор, таким чином, збільшує їх концентрацію. На стаціонарній стадії гелій знижує розпухання сталей за рахунок зменшення розміру пор. Водень також ефективний, як і гелій в прискоренні початку розпухання, але має менший вплив на зародження пор, це може привести навіть до збільшення розпухання на стаціонарній стадії за рахунок помірному росту концентрації пор.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** іонне опромінення, гелій, водень, розпухання, мікроструктура, ферито-мартенситна сталь

### ВЛИЯНИЕ ОДНО И ДВУХ ПУЧКОВОГО ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕДЕНИЕ РАСПУХАНИЯ В ФЕРРИТО-МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ ЭП-450

**Ю.Э. Куприянова, В.В. Брик, В.Н. Воеводин, А.С. Кальченко**

*Национальный Научный Центр Харьковский Физико-Технический Институт*

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

Важно отметить, что на сегодня нет полного понимания развития основных радиационных явлений, в частности, распухания при взаимодействии смещающих повреждений с образующимися гелием и водородом. Отсутствие понимания обусловлено тем, что практически такие эксперименты до нас никто не проводил, т.к. в мировой научной общественности нет экспериментального оборудования для создания больших повреждений (до и выше 200сна). В данной работе представлены результаты исследования поведения распухания стандартной феррито-мартенситной стали ЭП-450 при различных условиях облучения: высоких дозах повреждения до 300 сна, а также при двойном облучении ионами газов (гелий или водород). Для имитации радиационных повреждений, характерных для реакторов будущего поколения, для

термоядерных реакторов и реакторов, управляемых ускорителями, облучение стали ЭП-450 проводилось на Электростатическом ускорителе с внешним инжектором (ЭСУВИ), разработанном в НИЦ ХФТИ исследовано распухание ферритно-мартенситных сталей ЭП-450 при облучении ионами хрома до доз 300 сна. В интервале температур 430...550°C определены параметры пористости; продолжительность инкубационного периода; область доз, в которой происходит переход к стационарной стадии; скорость распухания. Показано, что величина распухания ферритной стали может превышать ~20 %. Двух пучковое ионное облучение проводилось при 1,8 МэВ Cr<sup>3+</sup>, 40кэВ He<sup>+</sup>, и 20кэВ H<sup>+</sup>. Показано, что поведение радиационного распухания зависит от концентрации гелия или водорода; гелий и водород по-разному влияют на кинетику и величину распухания. В инкубационном периоде гелий увеличивает скорость зарождения пор и, следовательно, увеличивает их концентрации. На стационарной стадии гелий снижает распухание сталей за счет уменьшения размера пор. Водород также эффективен как и гелий в ускорении начала распухания, но имеет меньшее влияние на зарождение пор, что может привести даже к увеличению распухания на стационарной стадии за счет постепенного увеличения концентрации пор.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** ионное облучение, гелий, водород, распухание, микроструктура, феррито-мартенситная сталь

Ferritic-martensitic steels are now the more attractive materials-candidates for claddings and wrappers of nuclear reactors and for the first wall of fusion reactors due to their low induced activity, low void swelling and creep, high resistance to high-temperature and helium embrittlement. There are different international programs of 4 generation reactors development and fusion reactors. These programs are based on the use of ferritic-martensitic steels that will operate in the wide range of temperatures under damage doses of 200 dpa and higher and also under high levels of gases (helium and hydrogen) [1-3]. Also, it is supposed to use ferritic-martensitic steels for reactor TWR claddings; because these steels have the lower swelling under high doses of irradiation. Moreover, ferritic- martensitic steels are potential candidate alloys as structural materials for the Spallation Neutron Source. In the intense spallation neutron sources for the material science as well as the accelerator driven system for transmuting long lived nuclides to shorter ones, materials of target and its vessel are damaged by various influence of strong irradiation, thermal shock, erosion and corrosion [4, 5]. Ferritic-martensitic steels were chosen for investigation because of its excellent response to neutron irradiation compared with austenitic steels [6]. A lot of data have been generated for this alloys subjected to fission neutron irradiation, but none for the SNS condition. Helium generation in irradiated metals is known to assist void nucleation and thereby accelerates the onset of void swelling at incubation period [7]. Until recently, hydrogen was concurrent hydrogen generation can also assist void nucleation and possibly accelerates swelling even in the absence of helium. Hydrogen is known to be strongly captured in helium-nucleated voids or bubbles, thereby contributing to cavity stabilization [8, 9]. Furthermore, in some alloy systems co-injected helium and hydrogen appear to interact synergistically to strongly promote swelling [10, 11].

This paper summarized the effects of different doses (50 -300 dpa) for understanding swelling behavior and actuality of damage and gases (helium and hydrogen) effects on EP-450 ferritic-martensitic steel. To obtain materials performance data in such a severe irradiation environment, experiments were carried out using the ESUVI, because this unique facility could simulate the gas/dpa ratios expected under fusion environment. The objectives of the present study are (1) investigation of swelling of industrial ferritic-martensitic steels EP-450 under irradiation by chromium ions up to the doses of 300 dpa; (2) explore the effects simultaneous displacement damage and gas co-injection on swelling of EP-450 steel in response to allow development and refining of the co-injection techniques needed for future studies.

### MATERIAL AND EXPERIMENTAL TECHNIQUE

The EP-450 steel is a typically example of ferritic-martensitic steel used as standard structural material for hexahedral cladding fuel assembly in BN-600 and future fast reactors. In this steel after partial conversion of  $\gamma$ - $\alpha$  and after heat treatment has a duplex structure of tempered martensite (sorbite), and ferrite, in a ratio of 1: 1. For investigation were used standard 3 mm diameter microscopy disks of 0.2 mm thickness. The composition of steel and heat treatment conditions are shown in Table1. The single ion irradiation proceed under 1.8 MeV Cr<sup>3+</sup> ions with TEM discs irradiated at temperature of swelling maximum 480°C to doses 50 -300 dpa. The dual ion irradiation under helium levels were 0-8000 appm and hydrogen levels - 0-10000 appm. The main irradiation parameters of the specimens are listed in Table 2. Irradiation was carried out on ESUVI electrostatic heavy-ion accelerator located at Kharkov Institute of Physics and Technology. This facility has been used previously to conduct a variety of studies on various alloys [12-13].

Table. 1.

Chemical compositions of EP-450 steel (wt, %).

Steel	Type of precipitates	Chemical composition, wt%								
		C	Cr	Si	Mn	Mo	V	Nb	Ni	Other
EP-450 (13Cr2MoNbVB)	M <sub>23</sub> C <sub>6</sub> , MC	0.10- 0.15	11.0- 13.5	0.6	0.6	1.2- 1.8	0.1- 0.3	0.25- 0.55	0.30	B-0.004

HT: 1050°C/0.5h+720°C/1h

Table. 2.

Irradiation parameters of EP-450 specimens. Displacement dose (D), temperature of swelling maximum (T), helium (He, appm) and hydrogen (H, appm) levels

Specimen	T <sub>sw</sub> <sup>max</sup> (°C)	D (dpa)	He, appm	H, appm
EP-450 (13Cr2MoNbVB)	480	50	-	-
			100	-
			500	-
			8000	-
			-	1000
			-	5000
	480	200	-	-
			100	-
			200	2000
			-	-

dpa rate (k) – 2 · 10<sup>-2</sup> dpa/s.

Fig. 1 is a damage deposition, the gas injection profiles and accompanying damage profiles for 40 keV He<sup>+</sup> and 20 keV H<sup>+</sup>, showing that very high but well-defined levels of gas can be deposited in the examined region without inducing significant amounts of additional damage dose. The calculation was made using the Kinchin-Pease option of the SRIM-2006 code. We were based on two reasons then selecting the depth of investigated layer: the investigated layer must be on sufficient depth from irradiated surface to eliminate the surface influence and, on the other hand, the number of implanted chromium ions must be minimal. Note that at the end of range ~20% Cr has been injected, causing significant chemical alteration, as well as acting as injected interstitials that strongly depress void nucleation [14–17]. To minimize the influence of the injected interstitial the irradiated specimens were thinned from both sides, choosing a layer at a depth of 100–200 nm from the ion-incident surface for microscopy analysis. This depth also minimizes the effect of the surface on the examined region, especially at the very high dpa rate of 1 · 10<sup>-2</sup> dpa/s in this region.

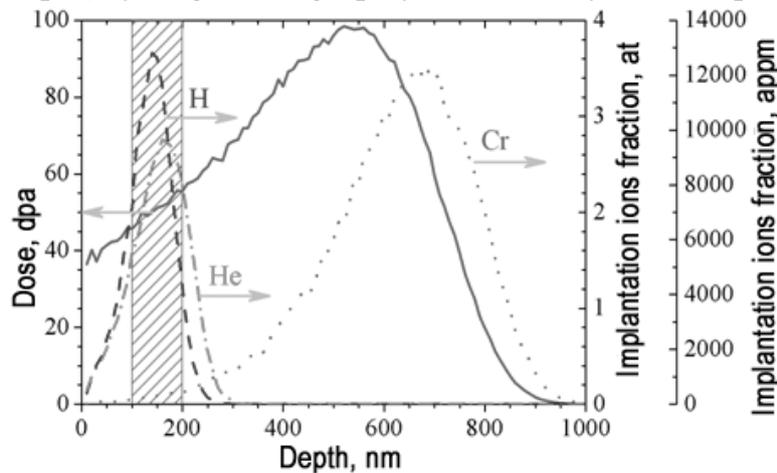


Fig.1. Profiles of dose distribution and implantation ions fraction at depth dose (—) and injected ion profiles (.....)for 1,8 MeV Cr<sup>+3</sup>. 20 keV H ion profiles (- - -) and 40 keV He (- • -)

Microstructure of irradiated specimens were examined using a JEM-100CX transmission electron microscope.

### STRUCTURE OF EP-450 STEEL AFTER IRRADIATION BY HEAVY IONS

Unirradiated microstructure of steel EP-450 consists of ferrite and sorbite (tempered martensite), in relation to structural components, in the ratio of approximately 1:1. The main redundant phases in steel EP-450 after quenching and tempering are carbides M<sub>23</sub>C<sub>6</sub> (where M is Cr, Fe and Mo) and MC. Mean grain size in steel EP-450 is about 20 μm.

The analysis of microstructure of unirradiated and irradiated specimens was showed previously [18]. The main attention in the present paper is paid to the analysis of swelling behavior in EP-450 steel. The structure changes of EP-450 steel under different irradiation temperature and the dose 100 dpa is shown on Fig.2.

Temperature dependence of main swelling parameters after irradiation under the dose 100 dpa in EP-450 steel is shown on Fig.3-5. Vacancy voids are observed at all studied temperatures under irradiation dose 100 dpa (Fig.3). Reduce of irradiation temperature causes the increase of voids size from 10 to 20 nm and decrease of their number density from 2 · 10<sup>14</sup> to 8 · 10<sup>13</sup> cm<sup>-2</sup> (Fig. 3-4). Under this dose void formation is observed only in ferrite.

Maximum of swelling of ferrite phase in steel EP-450 is observed at temperature 480°C (Fig.5) that agrees with previously investigation performed on accelerators and in reactors [19].

Microstructure evolution of steel EP-450 in dependence on irradiation dose at temperature of maximal swelling (480°C) is shown on Fig.6.

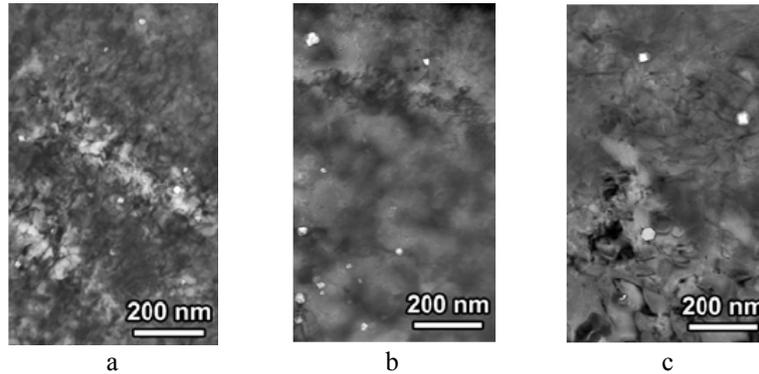


Fig.2. Microstructure of steel EP-450 irradiated to dose 100 dpa at temperature 450 (a); 510 (b); 550°C (c).

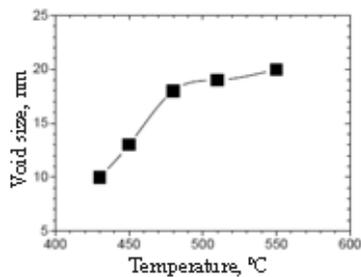


Fig.3. Temperature dependence of void size in irradiated EP-450 steel (D=100 dpa)

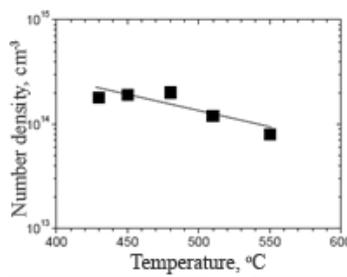


Fig.4. Temperature dependence of number density in irradiated EP-450 steel (D=100 dpa)

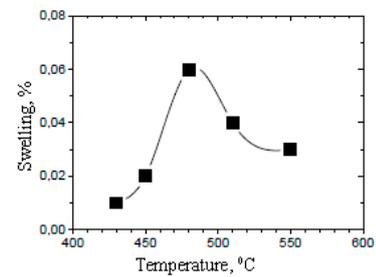


Fig.5. Temperature dependence of swelling in irradiated EP-450 steel (D=100 dpa)

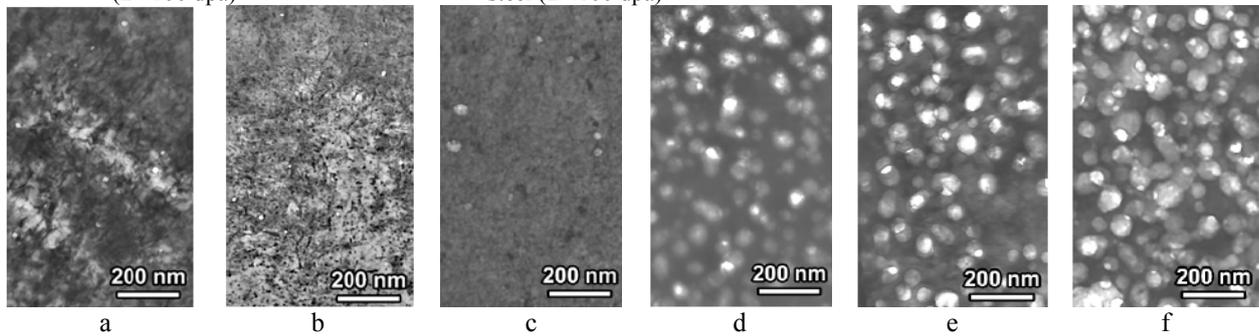


Fig.6. Microstructure of steel EP-450 irradiated at T<sub>irr</sub>=480°C to dose 50 (a); 100 (b); 150 (c); 200 (d); 250 (e) and 300 dpa (f).

In previously work, it was shown that only ferrite swelling to dose 200 dpa [13]. The characteristic structure evolution is sharp increasing of swelling under doses higher than 200 dpa. At this dose the sorbite starts to swelling as ferrite. Swelling became more uniform from grain to grain and in sorbite grain although the nonuniformity of swelling is more pronounced and remains even under dose 300 pa (Fig.6f).

The mean size of voids is increased with the dose in steel EP-450 from 15 to 60 nm. Number density of voids typically increases but under irradiation doses ≥200 dpa stabilizes on the level (1...2) 10<sup>15</sup>cm<sup>-2</sup>. Dependence of swelling and parameters on irradiation dose are shown on Fig 7 - 9.

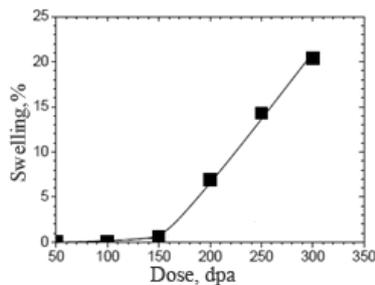


Fig.7. Dose dependence of swelling in irradiated EP-450steel (T<sub>irr</sub>=480°C)

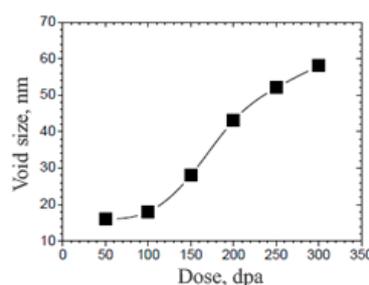


Fig.8. Dose dependence of void size in irradiated EP-450steel (T<sub>irr</sub>=480°C)

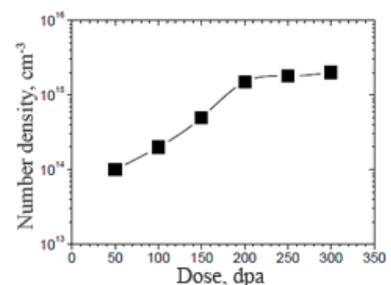


Fig.9. Dose dependence number density in irradiated EP-450steel (T<sub>irr</sub>=480°C)

As it is seen from Fig.7 the dose dependence of swelling in EP-450 steel has the traditional form characteristic for all metals and alloys, namely, the presence of incubation stage, transient stage with increasing rate of swelling and steady state stages of swelling. The high increase of swelling rate in steel EP-450 is related with the high increase of void size (Fig.8 - 9). The mean size of voids under the dose  $\geq 200$  dpa makes more than 50 nm and some voids reach the size more than 100 nm and contribute substantially to swelling.

During the steady state stage the rate of swelling of steel EP-450  $\sim 0.14\%/dpa$ . Due to the comparatively high rate the swelling of ferritic steel under the dose 300 dpa reaches  $\sim 20\%$ . Such swelling of ferrite steel is unexpected because ferritic steels were considered as material with low swelling [20].

**EFFECTS OF DAMAGES AND DIFFERENT HELIUM LEVELS ON SWELLING OF EP-450 STEEL**

Helium produced by transmutations has long been suspected to play a major role in void nucleation. Indeed, helium contained in small vacancy clusters can significantly reduce the vacancy reemission rate and thereby increase the nucleation rate.

For investigation of gas effect on swelling in EP-450 steel was chosen doses of 50 dpa (incubation period) and 200 dpa (steady state period) Fig.10.

The results of EP-450 steel swelling obtained under dual irradiation (Cr+He) at 50 dpa and  $T_{irr}=480^{\circ}C$  and helium levels (0 – 8 000appm) is shown on Fig.10-12. The co-injection of helium leads to reduce of voids size from 17 to 3 nm and to increase of number density from  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  to  $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (Fig.11). A characteristic behavior of structure in this case is the sharp increase of swelling from 0.02% up to 0.32 % at helium level 0-500 appm and above 500 appm “slow state” is presented on Fig.12. The increasing of swelling may be due to the increment of gas pressure caused by high helium concentration in voids.

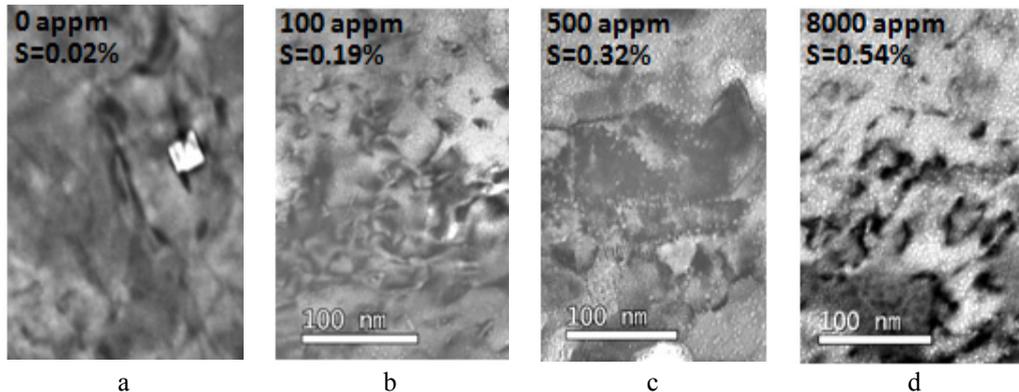


Fig. 10. Microstructure of EP-450 steel irradiated at  $T_{irr}=480^{\circ}C$  and  $D= 50dpa$  at different helium levels: 0appm (a); 100 appm (b); 500 appm (c); 8000 (d) appm.

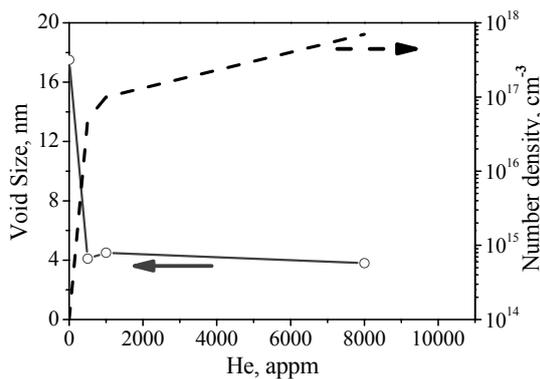


Fig.11. Effect of damage ( $D=50$  dpa) and different helium levels (0-8 000 appm) on void size in EP-450 steel

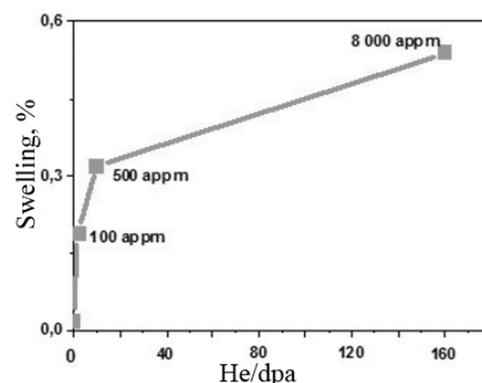


Fig.12. Effect of damage ( $D=50$  dpa) and different helium levels (0-8 000 appm) on swelling in EP-450 steel

Fig. 13-15 show that on the stage of voids formation at 50 dpa (incubation period) 100appm of helium increases the swelling due to increase of number density. At 200 dpa (steady-state) period 100 appm of helium decreases the swelling of EP-450 steel due to reduce of voids size.

The results for EP-450 steel obtained under dual irradiation (Cr+H) at 50 dpa and  $T_{irr}=480^{\circ}C$  and different hydrogen levels (0 – 10 000appm) are presented on Fig.16-18. The co-injection of hydrogen leads to reduce of voids size from 17 to 6 nm and to increase of number density from  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  to  $2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . A characteristic behavior of structure is the increase of swelling from 0.02% up to 0.93 % at hydrogen range 0-5000 appm and above 5000 appm swelling decrease from 0.93% to 0.37%. At 0-1,000 appm H increase of swelling due to reduce of number density. At 10,000 appm swelling decreases due to voids size (Fig.17-18).

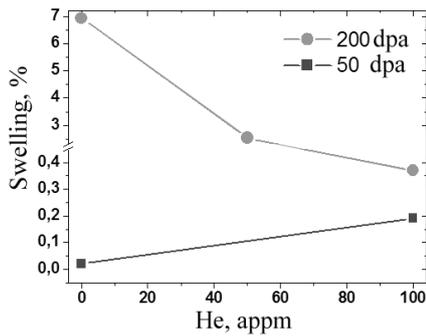


Fig. 13. Effect of helium on swelling in EP-450 steel at different dose ranges (50 and 200 dpa).

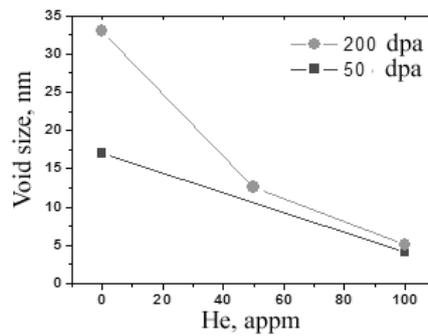


Fig. 14. Effect of helium on voids size in EP-450 steel at different dose ranges (50 and 200 dpa).

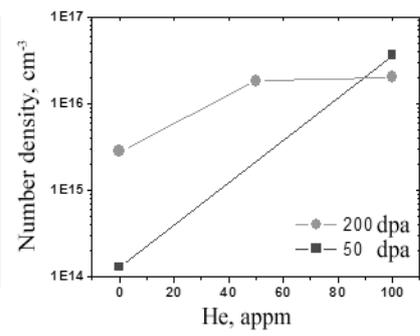


Fig. 15. Effect of helium on number density in EP-450 steel at different dose ranges (50 and 200 dpa).

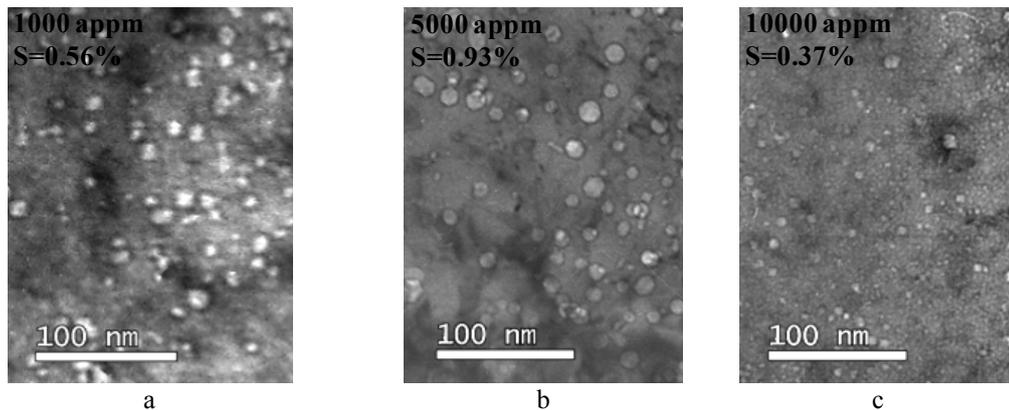


Fig. 16. Microstructure of EP-450 steel irradiated at  $T_{irr}=480^{\circ}\text{C}$  and  $D=50$  dpa at different hydrogen levels 1000 appm (a), 5000 appm (b) and 10000appm (c).

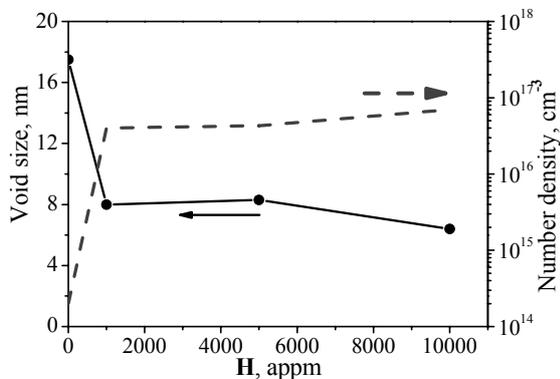


Fig. 17. Effect of damage ( $D=50$  dpa) and different hydrogen levels (0-10 000 appm) on void size in EP-450 steel

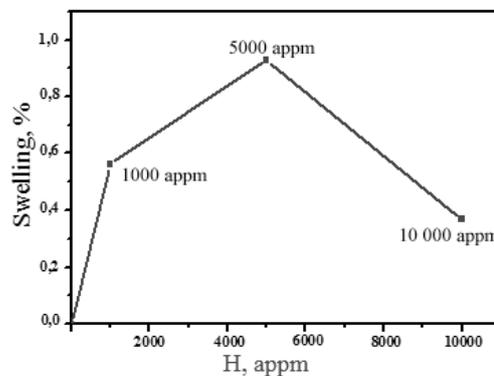


Fig. 18. Effect of damage ( $D=50$  dpa) and different hydrogen levels (0-10 000 appm) on swelling in EP-450 steel

## CONCLUSION

Ion bombardment -now may be unique chance to explore radiation behaviour of advanced steels to high dpa levels and different levels of gases (helium and hydrogen) which are typical for new reactor's generations.

Firstly the results on the swelling behaviour of structural materials at very high radiation doses and ultra-high levels gases - hydrogen and helium were obtained. Specimens of ferritic-martensitic steel EP-450 were irradiated in ESUVI under single, dual beam irradiation to dose 50 and 300 dpa at temperature of swelling maximum and at helium and hydrogen levels 0 – 8 000 appm and 0- 10 000 appm, respectively. The results of TEM observation demonstrate:

(a) The maximum of steel EP-450 swelling is situated in the region  $\sim 480^{\circ}\text{C}$ . After extended incubation period  $\sim 150$  dpa the transition to steady state stage of swelling with the rate 0,14%/dpa is observed.

(b) It is shown that swelling of steel with BCC may reach the value higher 20%.

(a) Ferritic –martensitic steels are sensitive to co-injection of helium and hydrogen.

(b) At incubation period helium increases the swelling. Increase of swelling due to number density increase. Helium exhibits a strong influence on the nucleation of voids, increasing their concentration.

(c) At incubation period hydrogen is also effective as helium in acceleration of the swelling beginning, but has less effect on voids formation that leads to swelling increase on steady-state period due to uniform rise of voids number

density.

(d) At steady - state period helium co-injection decreases the swelling of EP-450 steel.

The obtained results refuse the existing opinion that steels of this class have considerably high resistance to swelling; so the additional investigations of this phenomenon are necessary, also with simultaneously injection of gas ions (He, H).

These results are needed to expand the understanding of the fundamental radiation effects and associated radiation consequences, such as swelling, phase instability, as well as the application of this knowledge for the development of radiation-resistant alloys for future generations of reactors.

#### REFERENCE

1. Tavassoli A-A.F., Diegele E., Lindau R., et al. Current status and recent research achievements in ferritic/martensitic steels // J. Nucl. Mater. – 2014. – Vol. 455. – P. 269–279.
2. Ukai S., Mizuta S., Yoshitake T., et al. Perspective of ODS alloys application in nuclear environments // J. Nucl. Mater. – 2002. – Vol. 307-311. – P. 749.
3. Wu Y., Haney E.M., Cunningham N.J., et al. Effect of bulk oxygen on 14YWT nanostructured ferritic alloys // Acta Mater. 2012. – Vol. 60. – P. 3456.
4. Kawai M., Kokawa H., Okamura H., et al. Development of resistant materials to beam impact and radiation damage // J. Nucl. Mater. - 2006. – Vol. 356. – P. 16–26.
5. Kawai M., Kokawa H., Michiuchi M., et al. Present status of study on development of materials resistant to radiation and beam impact // J. Nucl. Mater. - 2008. – Vol. 377. – P. 21–27.
6. Klueh R.L., Alexander D.J., Nanstand R.K., et al. Application of automation technology to fatigue and fracture testing // Effects of Radiation on Materials, 18<sup>th</sup> International Symposium, ASTM STP 1325, American Society for Testing and Materials. – 1997. – P. 234.
7. Garner F.A. Irradiation Performance of Cladding and Structural Steels in Liquid Metal Reactors // Materials Science and Technology: A Comprehensive Treatment, 10A, VCH Publishers. – 1994. – Chapter 6. - P. 419–543.
8. Garner F.A., Simonen E.P., Oliver B.M., et al. Retention of hydrogen in fcc metals irradiated at temperatures leading to high densities of bubbles or voids // J. Nucl. Mater. – 2006. – Vol. 356. – P. 122–135.
9. Tolstoluskaya G.D., Ruzhitskij V.V., Kopanets I.E., et al. Displacement and helium-induced enhancement of hydrogen and deuterium retention in ion-irradiated 18Cr10NiTi stainless steel // J. Nucl. Mater. – 2006. – Vol. 356. – P. 135–147.
10. Barnet M.H., Wechsler M.S., Dudziak D.J., et al. PKA spectrum and radiation damage for 150-MeV electrons on Type 316 stainless steel // J. Nucl. Mater. – 2001. – Vol. 296. – P. 54.
11. Wechsler M.S., Barnet M.H., Dudziak D.J., et al. Radiation damage to the 316 stainless target container vessel at SNS // Materials for Spallation Neutron Source, Proceeding of the Symposium on Materials for Spallation Neutron Sources, Orlando, Florida, 9-13 February 1997, The Minerals, metals, and Materials Society, Warrendale, PA. – 1998. - P. 23.
12. Voyerodin V.N, Bryk V.V., Kalchenko A.S., et al. Simulation technologies in modern radiation material science // PAST. - 2014. – No.4(92). – P. 3-22.
13. Permyakov A.V., Mel'nichenko V.V., Bryk V.V., et al. Facility for modeling the interactions effects of neutron fluxes with materials of nuclear reactors // PAST. – 2014. – No.2 (90). - P.180-186.
14. Garner. F.A. Impact of the injected interstitial on the correlation of charged particle and neutron-induced radiation damage // J. Nucl. Mater. – 1983. - Vol. 117. – P. 177–197.
15. Bullen D.B., Kulcinski G.L., Dodd R.A. Effect of hydrogen on void production in nickel // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. – 1985. – Vol. B10 (11). – P. 561–564.
16. Lee E.H., Mansur L.K., Yoo M.H. Spatial variation in void volume during charged particle bombardment — the effects of injected interstitials // J. Nucl. Mater. – 1979. – Vol. 85–86. – P. 577–581.
17. Plumton D.L., Wolfer W.G. Suppression of void nucleation by injected interstitials during heavy ion bombardment // J. Nucl. Mater. – 1984. – Vol. 120. – P. 245–253.
18. Borodin O.V., Bryk V.V., Voyerodin V.N., et al. Radiation swelling of ferritic-martensitic steels EP-450 and HT-9 under irradiation by metallic ions to super high doses // PAST. – 2011. – No.2 (72). - P.10-15.
19. Borodin O. V. Voyerodin V.N. Zelenskij V.F. et.al. On the effect of radiation-induced segregation on void shape and growth rate // J. Nucl. Mater. – 2009. – Vol. 386-388. – P. 345.
20. Mansur L.K. et al. R&D for the Spallation Neutron Source mercury target // J. Nucl. Mater. – 2001. – Vol. 296. – P. 1-16.

PACS: 34.80.Dp, 61.66.Bi, 81.20.-n, 82.80.Ej

## STUDY UNIFORM DISTRIBUTION OF ELEMENTS IN THE OXIDE DISPERSIVE STRENGTHENED STEEL

**D.V. Koblik, V.V. Levenets, O.P. Omelnik, A.O. Shchur,  
B.V. Borts, I.V. Korotkova, V.I. Tkachenko**

*National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"*

*1, Akademicheskaya St., 61108, Kharkov, Ukraine*

*Email: [levenets@kipt.kharkov.ua](mailto:levenets@kipt.kharkov.ua)*

*Received December 24, 2014*

The distribution of elements in the oxide dispersive strengthened steel at the outputted proton beam into the atmosphere is study. The experiments were performed on an analytical nuclear-physical complex "Sokol" is study. For the analysis of the samples obtained were used vacuum arc melting of steel industry 08Cr18Ni10Ti into which the hardening particles  $ZrO_2$  stabilized  $Y_2O_3$ , with a size of 0.1 – 0.5 microns. Mathematical processing of spectral data obtained by mass composition of basic elements and doping impurities studied oxide dispersive strengthened steel. The uniformity of the distribution of elements was studied on entire surface of the sample.

**KEYWORDS:** oxide dispersive strengthened steel, beam of protons, uniform distribution, concentration of elements

## ДОСЛІДЖЕННЯ РІВНОМІРНОСТІ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕМЕНТІВ У ДИСПЕРСІЙНО ЗМІЦНЕНІЙ ОКСИДАМИ СТАЛІ

**Д.В. Коблік, В.В. Левенець, О.П. Омельник, А.О. Щур,  
Б.В. Борц, І.В. Короткова, В.І. Ткаченко**

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»*

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

Досліджено розподіл елементів у дисперсійно зміцненій оксидами сталі на виведеному в атмосферу пучку протонів. Експерименти проводилися на аналітичному ядерно-фізичному комплексі "Сокол". Для аналізу використовувалися зразки отримані вакуумно-дугового плавленням із промислової сталі 08Х18Н10Т, в яку вводилися зміцнюючі частки  $ZrO_2$  стабілізовані  $Y_2O_3$ , з розміром 0,1 – 0,5 мкм. Математичною обробкою спектральної інформації отримано масовий склад базових елементів і легуючих домішок досліджуваної дисперсійно зміцненій оксидами сталі. Проведено дослідження рівномірності розподілу елементів, що охоплює всю поверхню зразка.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** дисперсійно зміцнена оксидами сталь, пучок протонів, рівномірність розподілу, концентрація елементів

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В ДИСПЕРСИОННО УПРОЧНЕННОЙ ОКСИДАМИ СТАЛИ

**Д.В. Коблик, В.В. Левенец, А.П. Омельник, А.А. Щур,  
Б.В. Борц, И. Короткова, В.И. Ткаченко**

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

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

Исследовано распределение элементов в дисперсионно упрочненной оксидами стали на выведенном в атмосферу пучке протонов. Эксперименты проводились на аналитическом ядерно-физическом комплексе "Сокол". Для анализа использовались образцы полученные вакуумно-дуговой плавкой из промышленной стали 08Х18Н10Т, в которую вводились упрочняющие частицы  $ZrO_2$  стабилизированные  $Y_2O_3$ , с размером 0,1 – 0,5 мкм. Математической обработкой спектральной информации получено массовый состав базовых элементов и легирующих примесей исследуемой дисперсионно упрочненной оксидами стали. Проведено исследование равномерности распределения элементов, охватывающее всю поверхность образца.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** дисперсионно упрочненная оксидами сталь, пучок протонов, равномерность распределения, концентрация элементов

Для решения проблем реакторного материаловедения большой научный и практический интерес в настоящее время представляют работы, посвященные исследованию нового класса материалов, способных эксплуатироваться в условиях интенсивного облучения. К таким материалам, в частности, относятся дисперсно-упрочненные оксидами (ДУО) сплавы [1,2]. Повышение радиационной стойкости таких сплавов связано с созданием в материале эффективных ловушек вакансий, которыми могут являться оксидные частицы [3]. Дисперсно-упрочненные материалы сохраняют микроструктурное строение и дислокационную структуру, а следовательно, и работоспособность до температуры  $0,9 - 0,95 T_{пл}$  (где  $T_{пл}$  – температура плавления матрицы). Высокая работоспособность дисперсно-упрочненных материалов при повышенных температурах объясняется наличием в матрице второй фазы, скопление дислокаций в зернах металла становится возможным при

больших напряжениях, границы зерен блокируются, а рост зерен затормаживается практически до температуры плавления матрицы.

Существует большое разнообразие методов исследования структуры ДУО-сталей. Так, для определения наномасштабных особенностей материалов широкое распространение получил метод томографической атомно-зондовой микроскопии [4,5]. Для изучения микроструктуры применяются методы рентгеновской дифракции, рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и просвечивающей электронной микроскопии [6]. В работе [7] анализ наночастиц в ДУО-стали Eurofer-97 осуществлялся методом лазерной импульсной зондовой томографии. С использованием методов анализа протяженной тонкой структуры рентгеновского спектра поглощения, просвечивающей электронной и растровой электронной микроскопией в работе [8] была определена кристаллическая структура иттриевых наночастиц. В работе [9] с помощью ядерного микрозонда исследовалось распределение Y в ферритно-мартенситной ДУО-стали до и после длительного (5000 ч) отжига на воздухе. Распределение наночастиц по размерам в объеме слитков ДУО-стали изучалось в [10] методом малоуглового рентгеновского рассеяния. В [11] методами масс-спектрометрии вторичных ионов и нейтральных частиц проводилось профилирование оксидной пленки на ДУО-сталях. В [12] для сравнительного анализа ДУО и обычных сплавов Eurofer использовали позитронную аннигиляционную спектроскопию с доплеровским уширением, а в [13] метод позитронной аннигиляции со спектроскопией орбитальных моментов применяли для изучения влияния добавок  $Y_2O_3$  на свойства ферритных сплавов.

Одной из важнейших характеристик ДУО-сталей является равномерность распределения оксидных частиц. Выяснено, что наиболее эффективное упрочнение обеспечивается при содержании упрочняющей фазы в количестве 3 – 15% и размере ее частиц до 1 мкм [14]. Однако, в литературе отсутствуют общепринятые численные характеристики для отражения равномерности распределения частиц вещества в материале. Более того, при его относительности оно может зависеть от размера исследуемого объема объекта. Например, в работе [15] исследовалось распределение элементов в различных по размеру объемах образца и сравнивались полученные значения содержания отдельных элементов с величиной содержания, полученной для всего объема объекта. В результате было выявлено значительное расхождение в величинах содержаний. На рис.1 показано распределение элементов для исследуемого объема размером  $9 \times 9 \times 68 \text{ нм}^3$ . Видно, что в выделенных пространствах присутствуют области с повышенным содержанием атомов O, N, V, Y, объединенных в кластеры, которые могут являться зародышами более крупных дисперсных включений.

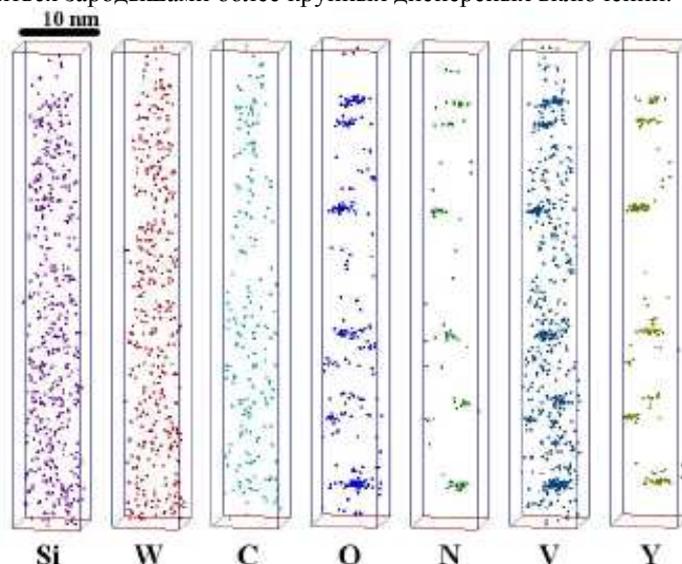


Рис. 1. Трехмерное распределение химических элементов в стали ODS-Eurofer 97 (0,5 %  $Y_2O_3$ ). Размер исследованной области  $9 \times 9 \times 68 \text{ нм}^3$  [15].

Возможно получение ДУО-сплавов путем плавления. При этом в процессе соединения оксидных порошков с расплавленным металлом происходят различные процессы: удаление газов и адсорбированных на поверхности частиц, возгонка различных примесей, снятие остаточных напряжений на контактных участках между частицами и в самих частицах, восстановление оксидных пленок, растворение или коагуляция, перестройка поверхностного слоя в результате диффузии и переноса металла в виде пара с одних мест в другие. Контакт между оксидными частицами превращается в металлический, происходит срачивание частиц и изменение соотношения между порами и объемом металла в сторону уменьшения объема пор. С учетом всех обстоятельств необходимо получить слиток с возможно более равномерным распределением элементов.

Целью работы является разработка методики неразрушающего контроля ядерно-физическим методом анализа вещества на пучке протонов, выпущенном в атмосферу основных и легирующих компонент сплава, а также исследование их распределения в реальных изделиях – слитках, трубах и т.д. для ДУО-стали, полученной вакуумным плавлением.

### ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ

При создании дисперсно-упрочненных материалов выбирают фазу-упрочнитель и способ введения ее в матрицу. Фаза-упрочнитель должна иметь высокую термодинамическую прочность, малую величину скорости диффузии компонентов фазы в матрицу, высокую чистоту и большую суммарную поверхность частиц. Способ введения частиц фазы-упрочнителя в матрицу влияет на структуру дисперсно-упрочненного материала, которая может быть дисперсной или агрегатной.

В данной работе получение ДУО-сплава проводили путем введения оксидных частиц в расплав материала на промышленной стали типа 08X18H10T. В качестве упрочняющих частиц использовался диоксид циркония  $ZrO_2$ , стабилизированный оксидом иттрия  $Y_2O_3$  с размером 0,1 – 0,5 мкм. В переплавляемом стальном электроде диаметром 30 мм в радиальном направлении высверливались отверстия диаметром 3 мм, в которые засыпался легирующий порошок. Элементный состав упрочняющих оксидных частиц, стабилизированных иттрием, приведен в таблице 1.

Таблица 1.

Содержание химических элементов в порошке  $ZrO_2$ .

Элементы	Концентрация, масс. %
B	0,0090±0,0002
O	25,05±0,99
F	0,0134±0,0002
Na	0,0079±0,0003
Al	0,033±0,017
Ca	0,012±0,004
Ti	0,0014±0,004
Mn	0,0039±0,004
Fe	0,034±0,003
Ni	0,0057±0,0009
Y	5,31±0,15
Zr	69,0±0,65
Nd	0,0032±0,004
Hf	0,024±0,008
Pb	0,015±0,005

Плавление электрода с легирующими добавками осуществлялось в вакуумной камере ( $10^{-3}$  Па) в процессе горения электрической дуги. Кристаллизация и последующее охлаждение ДУО-стали происходили в вакуумной камере печи, после чего слиток извлекался на воздух [16]

Таким образом были получены слитки ДУО-стали с расчетным содержанием 0,02 и 0,075 масс.% легирующих частиц  $ZrO_2 + Y_2O_3$ . Важной операцией технологического процесса производства ДУО-стали является оперативный контроль распределения легирующих элементов, а также других примесей по объему слитка. Поэтому для проведения аналитических исследований и дальнейшей прокатки, слиток был разрезан вдоль оси на несколько образцов (рис.2). Для каждого из полученных темплетов был определен состав и пространственное распределение элементов.



Рис. 2. Разрезанный слиток 08X18H10T с 0,02 вес. %  $ZrO_2 + Y_2O_3$ . (слева), макроструктура центрального темплета слитка (справа).

### МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты проводились на аналитическом ядерно-физическом комплексе (АЯФК) “Сокол” ННЦ ХФТИ [15]. Он содержит в своем составе 4 аналитических канала и канал облучения материалов ионами газов вплоть до Хе с энергиями 200 – 2000 кэВ [17]. АЯФК “Сокол” позволяет реализовать основные ядерно-физические методы анализа на пучках ионов: характеристического рентгеновского излучения (ХРИ), резерфордского обратного рассеяния (РОР), метод ядерных реакций (МЯР), метод ядер отдачи (ЯО), метод вторичного рентгеновского излучения (РХХ). Они могут применяться по отдельности или комплексно, что значительно расширяет аналитические возможности. Выпущенный в атмосферу пучок протонов может быть использован для исследования крупных объектов и изделий.

Пучок протонов после ускорения и прохождения через распределительный магнит выводится в ионопровод канала. Далее его поперечное сечение последовательно формируется системой диафрагм. На отрезке между последними диафрагмами пучок проходит между двумя пластинами системы режекции спектрометрических импульсов с электростатическим отклонением пучка. После прохождения через медный коллиматор диаметром 2 мм пучок достигает фольги в окошке выхода пучка в атмосферу. Материал выходной фольги – алюминий, толщиной 7 мкм [18].

Предварительно были проведены исследования по определению оптимальных условий измерения содержания легирующих добавок Y и Zr в нержавеющей стали, в ходе которых были выбраны анализируемые линии спектров, энергия и ток протонного пучка, материал и толщина поглощающих фильтров.

В эксперименте использовались полупроводниковые детекторы, регистрирующие рентгеновское и  $\gamma$ -излучение. Регистрация рентгеновского излучения осуществлялась Si(PiN)-детектором XR-100CR с энергетическим разрешением 163 эВ по линии 5,9 кэВ, расположенным под углом 140° по отношению к пучку. Перед детектором размещался поглотитель из алюминия толщиной 200 мкм. Наиболее подходящим диапазоном энергий для Si(PiN)-детектора без снижения эффективности регистрации является 1 – 30 кэВ. Ge(Li)-детектор предназначен для измерения спектров  $\gamma$ -излучения. Детектор характеризуется энергетическим разрешением 2,5 кэВ по линии 1332 кэВ, расположен под углом 90° по отношению к пучку и окружен свинцовым цилиндрическим экраном толщиной 20 мм для уменьшения фона (рис.3). Эффективным диапазоном энергий для Ge(Li)-детектора является диапазон от 60 кэВ до 10 МэВ. Спектры измерялись при энергии 1716 кэВ до набора прошедшего через мишень заряда 25 мкКл, при токе пучка 30 нА.

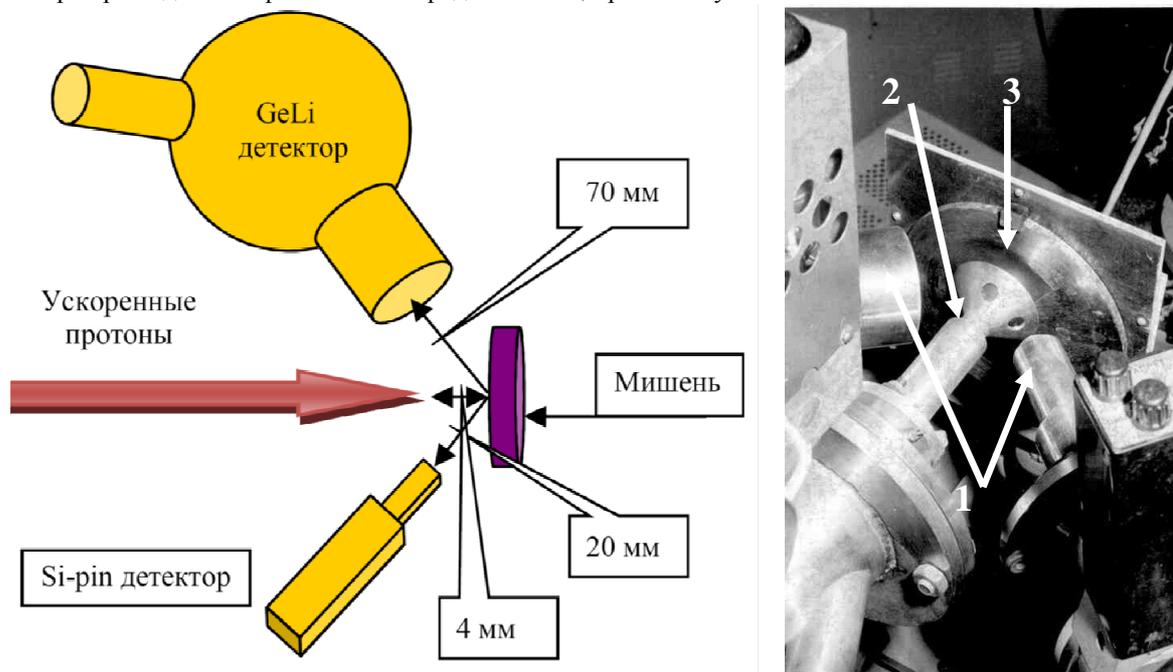


Рис. 3. Геометрическая схема эксперимента (слева), облучение пучком протонов одного из темплетов (справа) 1- детекторы рентгеновского и гамма-излучений; 2- выпуск пучка в атмосферу; 3- исследуемый темплет.

При исследовании равномерности распределения элементов в темплете необходимо иметь пучок протонов с известными характеристиками: размер пучка на мишени и распределение плотности частиц в пучке. Для определения этих параметров был проделан эксперимент с измерением спектра характеристического рентгеновского излучения (х.р.и.) мишени-пробника. Она представляла собой алюминиевый диск Ø 10 мм с закрепленным в центре медным диском Ø200 мкм. Мишень перемещалась с шагом 0,2 мм поперек пучка протонов. В каждой фиксированной точке измерялись спектры характеристического рентгеновского излучения (х.р.и.) К-серии Cu и Al и для уменьшения погрешности, связанной с измерением заряда, вычислялось отношение интенсивностей аналитических линий. и х.р.и. К-серии меди к алюминию. На рис. 4 показано,

полученное в результате серии измерений распределение интенсивности х.р.и. (адекватно плотности частиц) в протонном пучке. Видно, что оно имеет плато с резким спаданием к краям, а сам размер пучка характеризуется размером диафрагм формирования пучка.

Измерения тока пучка при исследовании темплетов осуществлялось по интенсивности излучения гамма – линии 991 кэВ из реакции  $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$  на выходной фольге.

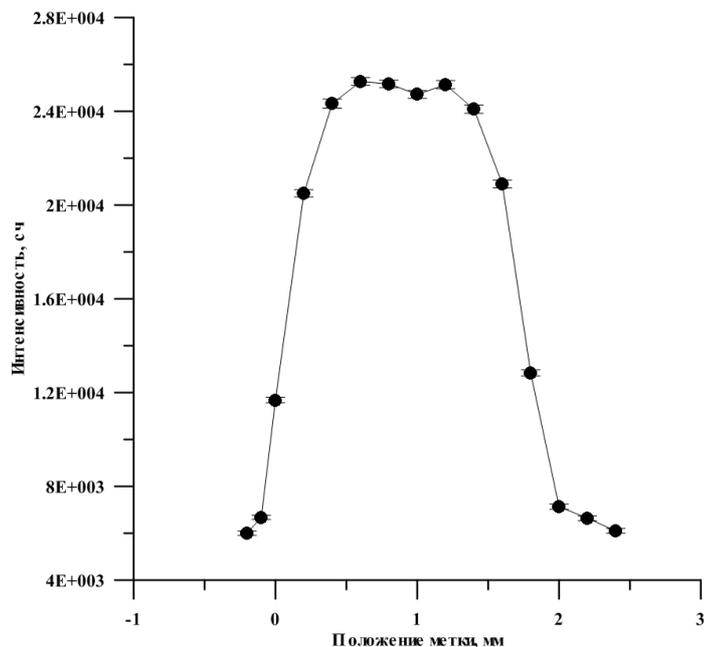


Рис. 4. Распределение интенсивности в протонном пучке.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Математическая обработка спектральной информации осуществлялась с использованием разработанной под эгидой МАГАТЭ программы «Winqas» (версия 1.30). Для получения оптимальной подгонки спектральных линий и фона варьировались фактор Фано и энергетическое разрешение детектора. Типичный вид спектра х.р.и. для образца ДУО-стали, где присутствуют добавленные элементы цирконий и иттрий приведен на рис. 5.

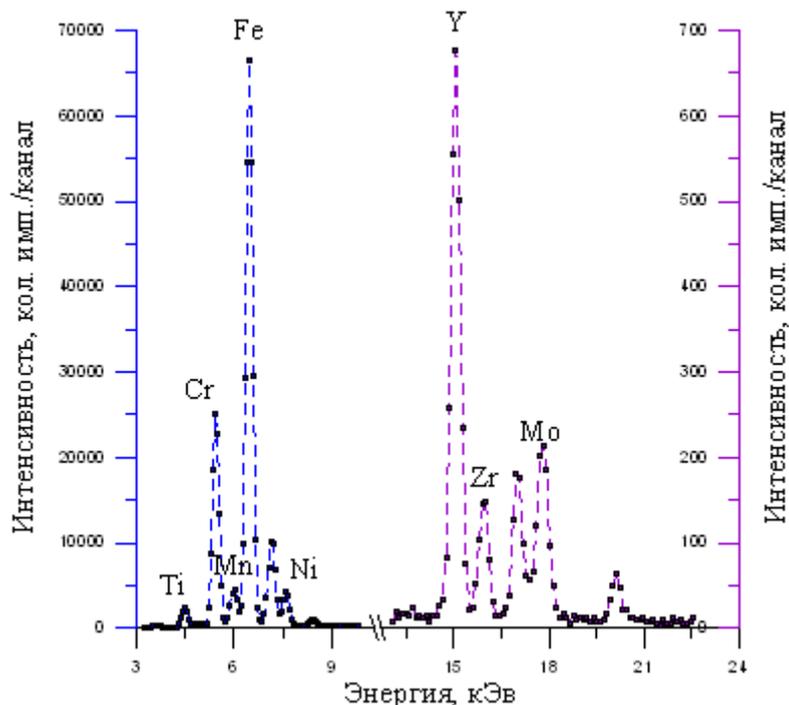


Рис. 5. Вид спектра х. р. и. образца ДУО-стали.

Эффективность регистрации х.р.и. детектором была определена экспериментально с использованием набора калибровочных источников рентгеновского излучения. Таким образом, используя данные таблиц физических величин, и экспериментальные данные относительно условий измерения спектров, был вычислено массовое содержание основных и примесных элементов исследуемой ДУО-стали. Результаты определения приведены в табл. 2.

Таблица 2.

Концентрация основных и легирующих элементов в ДУО-стали.

Элементы	Концентрация, масс. %
Ti	0,91 ± 0,03
Cr	12,62 ± 0,38
Mn	0,82 ± 0,05
Fe	71,86 ± 0,82
Ni	13,28 ± 0,33
Y	0,268 ± 0,030
Zr	0,087 ± 0,003
Mo	0,154 ± 0,009
B	0,0009 ± 0,0001
Na	0,0025 ± 0,0004
O	0,13 ± 0,04

Для полной картины равномерности распределения легирующих элементов было проведено дополнительное измерение, охватывающее всю поверхность образца. Для определения концентрации элементов выбраны «условные» точки, равноудаленные друг от друга по горизонтали на 21,25 мм, по вертикали – на 22,5 мм; расстояние от краев 4 мм (рис.6).

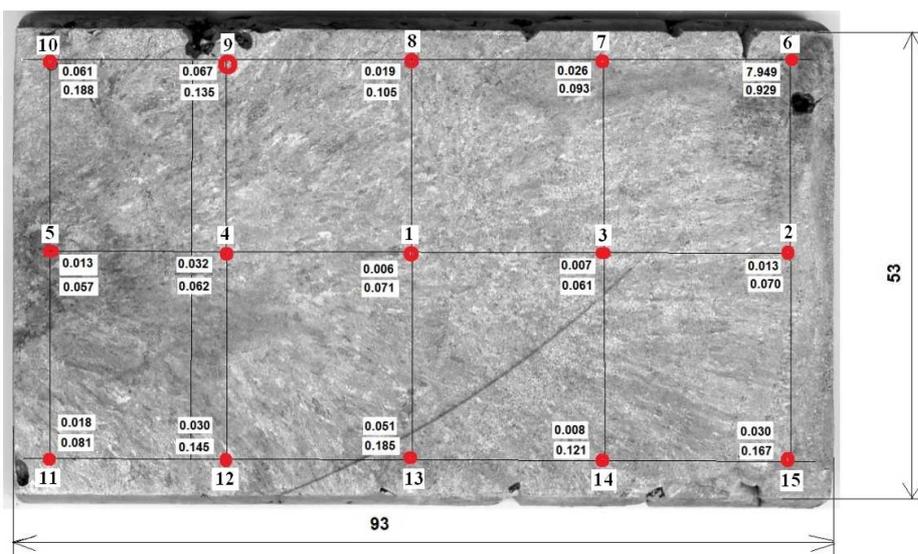


Рис. 6. Схематическое изображение образца с экспериментальными точками: верхнее значение – концентрация Zr, нижнее – Y.

Из табл. 3 видно, что концентрации иттрия и циркония в точке 6 существенно отличаются от их концентраций в других точках. Вероятно, при выплавке образца там образовалась неоднородность в виде раковины. В остальных точках отличие составляет десятые доли процента, что является вполне допустимым, если исходить из нормативных документов, регламентирующих состав стали. Однако, пространственное распределение элементов по образцу указывает на большую неоднородность в приповерхностном слое и на концах слитка по сравнению со срединной частью, что характерно для такого способа получения слитка.

Таблица 3.

Содержание элементов в разных точках образца.

Точка	Y, масс. %	Zr, масс. %	Mo, масс. %
1	0,071 ± 0,014	0,006 ± 0,019	0,159 ± 0,030
2	0,070 ± 0,013	0,013 ± 0,017	0,212 ± 0,028
3	0,061 ± 0,012	0,007 ± 0,016	0,193 ± 0,028
4	0,062 ± 0,014	0,032 ± 0,018	0,220 ± 0,028
5	0,057 ± 0,009	0,013 ± 0,011	0,151 ± 0,019
6	0,929 ± 0,032	7,949 ± 0,088	0,030 ± 0,037
7	0,093 ± 0,018	0,026 ± 0,018	0,225 ± 0,030

Точка	Y, масс. %	Zr, масс. %	Mo, масс. %
8	0,105 ± 0,018	0,019 ± 0,018	0,205 ± 0,028
9	0,135 ± 0,019	0,067 ± 0,019	0,280 ± 0,032
10	0,188 ± 0,021	0,061 ± 0,020	0,207 ± 0,030
11	0,081 ± 0,017	0,018 ± 0,017	0,216 ± 0,030
12	0,145 ± 0,018	0,030 ± 0,017	0,188 ± 0,030
13	0,185 ± 0,020	0,051 ± 0,019	0,234 ± 0,030
14	0,121 ± 0,020	0,008 ± 0,019	0,221 ± 0,032
15	0,167 ± 0,020	0,030 ± 0,018	0,186 ± 0,028

### ВЫВОДЫ

Разработан неразрушающий метод исследования дисперсионно упрочненных оксидами сталей на выпущенном в атмосферу пучке протонов. Предложенная методика может быть использована для сертификации подобных материалов и отбора годных изготовленных изделий.

С помощью данного метода исследован как элементный состав образца ДУО-стали, так и пространственное распределение элементов. Установлена неоднородность пространственного распределения элементов. Концентрации элементов в приповерхностном слое и в объеме слитка различаются, что является характерным для такого способа получения слитка. Показано что при легировании сплавов оксидами редкоземельных элементов необходимо контролировать чистоту исходных материалов,

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ukai Sh., Harada M. Okada H. et al. Tube manufacturing and mechanical properties of oxide dispersion strengthened ferritic steel // Nucl. Mater. – 1993. – Vol. 204. – P. 74 – 82.
2. Azarenkov N.A., Voevodin V.N., Kirichenko V.G., Kovtun G.P. Nanostrukturnye materialy v yadernoj energetike // The Journal of Kharkiv National University (Physical series: Nuclei, Particles, Fields. – vyp. 1/45). – 2010. – No. 887. – S. 4 – 24.
3. Yutani K., Kishimoto H., Kasada R., Kimura A. Evaluation of Helium effects on swelling behavior of oxide dispersion strengthened ferritic steels under ion irradiation // Nucl. Mater. – 2007. – Vol. 367 – 370. – P. 423 – 427.
4. Miller M.K., Kenik E.A., Russell K.F., Heatherly L., Hoelzer D.T., Maziasz P.J. Atom probe tomography of nanoscale particles in ODS ferritic alloys // Mater. Sci. and Eng. A. – 2003. – Vol. 353. – P. 140 – 145.
5. Miller M.K., Russell K.F., Hoelzer D.T. Characterization of precipitates in MA/ODS ferritic alloys // Nucl. Mater. – 2006. – Vol. 351. – P. 261 – 268.
6. Phaniraj M.P., Kim Dong-Ik, Shim Jae-Hyeok, Young Whan Cho. Microstructure development in mechanically alloyed yttria dispersed austenitic steels // Acta Mater. – 2009. – Vol. 57. – P. 1856 – 1864.
7. Williams C.A., Marquis E.A., Cerezo A., Smith G.D.W. Nanoscale characterization of ODS-Eurofer 97 steel: An atom-probe tomography study // Nucl. Mater. – 2010. – Vol. 400. – P. 37 – 45.
8. Degueldre C., Conradson S., Hoffelner W. Characterization of oxide dispersion-strengthened steel by extended X-ray absorption spectroscopy for its use under irradiation // Comput. Mater. Sci. – 2005. – V. 33/ – P. 3 – 12.
9. Alves L.C., Alves E., Paul A., da Silva M.R., Odriozola J.A. Ion beam characterisation of ODS steel samples after long term annealing conditions // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. (Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms). – 2006. – Vol. 249. – P. 493 – 496.
10. Ohnuma M., Suzukib J., Ohtsukac S., Kimc S.-W., Kaitoc T., Inouec M., Kitazawaa H. A new method for the quantitative analysis of the scale and composition of nanosized oxide in 9Cr-ODS steel // Acta Mater. – 2009. – Vol. 57. – P. 5571 – 5581.
11. Pfeiferl J.P., Holzbrecher H., Quadackers W.J., Breuer U., Speier W. Quantitative analysis of oxide films on ODS- alloys using MCs<sup>+</sup> - SIMS and e-beam SNMS. Fresenius' // Anal. Chem. – 1993. – V. 346. – P. 186 – 191.
12. Ortega Y., de Castro V., Monge M.A., Mucoz A., Leguey T., Pareja R. Positron annihilation characteristics of ODS and non-ODS EUROFER isochronally annealed // Nucl. Mater. – 2008. – Vol. 376. – P. 222 – 228.
13. Alinger M.J., Glade S.C., Wirth B.D., Odette G.R., Toyama T., Nagai Y., Hasegawa M. Positron annihilation characterization of nanostructured ferritic alloys // Mater. Sci. Eng. A. – 2009. – Vol. 518. – P. 150 – 157.
14. Rzhavskaia S.V. Materialovedenie: Ucheb. dlia vuzov. – 4 izd., pererab. i dop. – M.: Logos, 2004. – 424 s.
15. Nikitin A.A., Aleev A.A., Zaluzhnyj A.G. i dr. Tomographicheskie atomno-zondovye issledovania izmenenia struktury dispersno-uprochnennoj oksidami stali EUROFER ODS pod dejstviem nejtronnogo obluchenia // Reaktory na bystrykh nejtronakh: Vserossijskaa nauchnaa shkola dlia molodykh uchenykh, 26 – 30 okt. 2009 y. – Obninsk (Russia). – 2009. – S. 122 – 128.
16. Borts B.V., Vanzha A.Ph., Korotkova V.I. i dr. Issledovanie vozmozhnosti poluchenia dispersno-uprochnennykh oksidami (DUO) stalej metodom vakuumno-dugovogo pereplava // VANT (Physical series: Fizika radiatsionnykh povrezhdenij i radiatsionnoe materialovedenie). – 2010. – No.4 (92). – S. 117 – 124.
17. Bondarenko V.N., Glazunov L.S., Goncharov A.V. i dr. Analiticheskij yaderno-phizicheskij kompleks NNC KhPhTI "Sokol" // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: international conf., 29 May – 03 June, 2006 y.: abstracts. – Kyiv (Ukraine). – 2006. – P. 852 – 857.
18. Levenets V.V., Omelnik A.P., Schur A.A. Analiz redkozemelnykh elementov po kharakteristicheskomu rentgenovskomu izluchenu K-serii. VANT (Physical series: Fizika radiatsionnykh povrezhdenij i radiatsionnoe materialovedenie). – 2004. – No. 6 (14). – S. 47 – 52.
19. Levenets V.V., Omelnik A.P., Usikov N.P. i dr. Sistema rezheksii spektrometricheskikh impulsiv s elektrostatcheskim otkloneniem puchka protonov // Zbirnyk naukovykh prats SNUJaEtaP. – 2008. – No. 4 (28). – S. 143 – 149.

PACS:81.70.Bt

## PECULARITIES OF MECHANICAL PROPERTIES OF HIGH-PURITY, IODIDE AND HAFNIUM GFE-1 IN TEMPERATURE RANGE 20-900°C

L.S. Ozhigov, N.N. Pilipenko, P.N. V'jugov, V.I. Savchenko, A.G. Rudenko, Y.A. Krainyuk,  
R.V. Azhazha, O.E. Kozhevnikov

*National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"*

*1 Academicheskaya av., Kharkov, 61108, Ukraine*

*E-mail: [pvjugov@kipt.kharkov.ua](mailto:pvjugov@kipt.kharkov.ua)*

Received December 22, 2014

Here is given the results of investigation of mechanical properties of high-purity hafnium, iodide hafnium and hafnium GFE-1 at temperature range 20-900°C. Taken results are testifying about considerable influence of methods of receiving hafnium, its purity and mechanical-thermal processing on mechanical properties. The characteristic abnormalities of mechanical properties in the temperature range 20-900°C for different purity hafnium are discussed.

**KEY WORDS:** hafnium, impurities, mechanical properties

### ОСОБЛИВОСТІ МЕХАНІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ВИСОКОЧИСТОГО, ЙОДИДНОГО ТА ГАФНІЮ ГФЕ-1 В ІНТЕРВАЛІ ТЕМПЕРАТУР 20-900°C

Л.С. Ожигов, М.М. Пилипенко, П.Н. В'югов, В.І. Савченко, О.Г. Руденко, С.О. Крайнюк,  
Р.В. Ажажа, О.Є. Кожевников

*Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»*

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

Представлено результати досліджень механічних властивостей високоочищеного, йодидного та гафнію ГФЕ-1 в інтервалі температур 20-900°C. Отримані результати свідчать про значний вплив засобів отримання гафнію, його чистоти та механіко-технологічної обробки на механічні властивості гафнію. Проводиться обговорення характерних аномалій механічних властивостей гафнію різної чистоти в інтервалі температур 20-900°C.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** гафній, механічні властивості, домішки

### ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВИСОКОЧИСТОГО, ИОДИДНОГО И ГАФНИЯ ГФЭ-1 В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 20-900°C

Л.С. Ожигов, Н.Н. Пилипенко, П.Н. Вьюгов, В.И. Савченко, А.Г. Руденко, Е.А. Крайнюк,  
Р.В. Ажажа, О.Е. Кожевников

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

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

Приведены результаты исследования механических свойств высокоочищеного, йодидного и гафния ГФЭ-1 в интервале температур 20-900°C. Полученные результаты свидетельствуют о значительном влиянии способов получения гафния, его чистоты и механико-термической обработки на механические свойства гафния. Проводится обсуждение характерных аномалий механических свойств гафния различной чистоты в интервале температур 20-900°C.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** гафний, механические свойства, примеси

Recently, hafnium finds wide application in nuclear engineering, as structural material for VVER-1000 reactors and other types. A number of studies emphasize the effect of impurities, conditions and type of mechanical and heat treatment on the mechanical properties, structure, and texture of products from hafnium [1-3].

The purpose work was the study of peculiarities of mechanical properties of three types of hafnium: hafnium HFes -1, the purity of which corresponded to TU U 14312708183-95 [1]; iodide hafnium [2] and high-purity [3], obtained by refining iodide hafnium method zone melting in high vacuum with electron beam heating, which significantly reduce the content of impurities (Table).

### METHODS AND RESULTS OF INVESTIGATIONS

Fig.1 shows that even the most difficult cleaning hafnium from very similar chemical properties of zirconium has allowed to reduce the concentration of zirconium from 0,1% to 0,065% [3].

To obtain samples from hafnium HFes -1 was used calcium thermal hafnium Ukrainian production. The original ingots was exposed to the beam remitting with subsequent hot forging, rolling and annealing in vacuum at 900°C.

For the study of mechanical properties of the plates EDM way cut out the samples with dimensions of working part 5×3×23 mm along and across the direction of rolling. Tensile test was conducted at facilities Instron-5581 at 20°C and 1246P-2/2300 in the temperature range 20-900°C in vacuum, in accordance with the requirements of GOST 9651-84 and GOST 1497-84.

The study of mechanical properties iodide hafnium was conducted on micro-samples with the size of the working part 1.2×2.0×15.0 mm, obtained from laminated in the longitudinal direction of ingots in strips of a thickness of

© Ozhigov L.S., Pilipenko N.N., V'jugov P.N., Savchenko V.I.,

Rudenko A.G., Krainyuk Y.A., Azhazha R.V., Kozhevnikov O.E., 2015

1.2 mm.

Tensile testing of high-purity hafnium was conducted on flat samples with dimensions of the working part 2.2×0.9×8.0 mm.

Table

The chemical composition of high-purity hafnium and hafnium GEF-1.

№	Element	The content of impurities, wt.%		
		Iodide Hafnium	High-purity Hafnium	Hafnium HFE-1
1	Hf	99.72	99.88	98.84
2	Zr	0.1	0.065	1.0
3	N	0.003	0.0012	0.005
4	Al	0.003	0.000025	0.005
5	W	0.0002	0.0001	-
6	Fe	0.007	0.000067	0.004
7	Ca	0.01	0.000007	-
8	O	0.028	0.021	0.05
9	Si	0.004	0.00068	0.005
10	Mg	0.0003	0.000005	0.004
11	Mn	0.0003	0.00001	0.0005
12	Cu	0.0002	0.000020	0.0005
13	Mo	0.07	0.00010	0.01
14	Ni	0.01	0.00015	0.02
15	Nb	0.006	0.00004	-
16	Ti	0.003	0.00003	0.005
17	C	0.03	0.027	0.01
18	Cr	0.003	0.000025	0.003

The results of tests of mechanical properties of hafnium in the temperature range 20-900°C presented in Fig. 1 and Fig. 2.

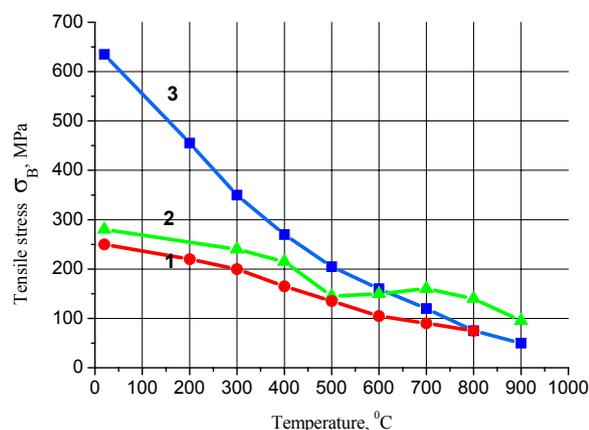


Fig.1. Temperature dependencies of strength properties of high-purity hafnium (1), hafnium iodide (2) and hafnium HFE-1 (3).

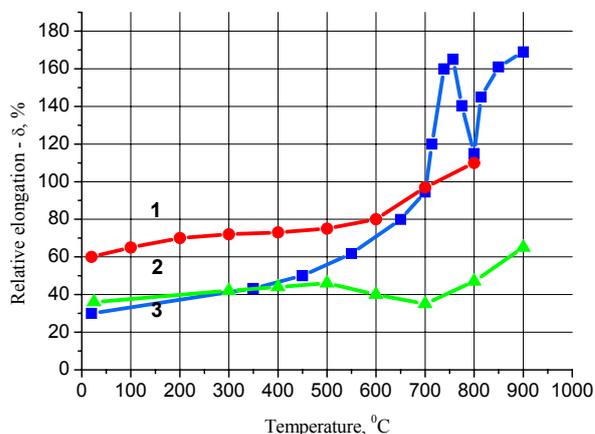


Fig.2. Temperature dependencies of plastic properties of high-purity hafnium (1), hafnium iodide (2) and hafnium HFE-1 (3).

For hafnium HFE-1 the temperature dependence  $\sigma_B(T)$  is characterized by a gradual decrease in strength with the temperature in the whole temperature interval from 20 to 900°C. For dependencies  $\delta(T)$  smooth growth is only up to a temperature ~600°C, after which there is significant (abnormal) growth of  $\delta(T)$ , reaching a maximum value  $\delta=160\%$  at 750°C.

The temperature dependencies of strength and plastic properties for iodide hafnium characterized by the presence of anomalies in the temperature range 600-800°C, in which the failure of plasticity and increasing strength properties, peaking at 700°C. In addition, iodide hafnium manifested teeth nature of the curves stretch in the temperature range 600-800°C [2].

The results show that the strength  $\sigma_B(T)$  decreases, and the plasticity  $\delta(T)$  increases in the whole temperature interval 20-900°C without showing anomalous phenomena characteristic of iodide hafnium [2].

You can also note the lack of serration on curves stretch of high-purity hafnium and no maximum plasticity in the temperature range of 700 – 800°C, manifested for hafnium HFEs – 1.

## DISCUSSION

The results indicate a significant influence of ways hafnium, its cleanliness and the subsequent mechanical and thermal processing on the mechanical properties of hafnium. In work [1] studied in detail microstructural features plates of hafnium HFEs-1 after rolling and annealing at a temperature of 900°C within 2 hours. Using scanning electron microscopy revealed the link between the test temperature, the nature of destruction and plasticity of hafnium. For example, if 20°C characteristics of plasticity for longitudinal rolling on 30% above, than at cross rolling. From the analysis of the received pole figures (0002) and (1010)  $\alpha$ -phase hafnium, it follows that the deformation of the rolling at 850°C texture creates a high anisotropy, which may be due to the implementation of different mechanisms of plastic deformation.

It features plastic characteristics of hafnium HFE-1 at elevated temperatures can be attributed to a significant increase of plasticity in the temperature range of 700 - 900°C with a maximum  $\delta(T)$  at 750°C where elongation up to 160%. This increase plasticity can be due manifested in this area temperature relaxation processes on the grain boundaries, which play a significant role in the development of superplasticity. The phenomenon of superplasticity is associated with the transition of grain boundaries in particular structurally unstable highly activated liquid like state, which can easily be ductile intergranular slip [5]. Such slippage is one of the main mechanisms of superplastic deformation, and its contribution to the total deformation exceeds 50% [4]. This effect is also confirmed by the presence of high internal friction for hafnium at this temperature. About the connection of superplasticity and growth of internal friction in the area of temperature grain boundary of the maximum of  $Q^{-1}(T)$  research in [6]. Distinctive features of the mechanical properties of hafnium iodide is a manifestation of the temperature anomalies in the region of 600 to 800° C, where there is a failure of plasticity and strength increase with a maximum at a temperature of 700°C. The curves stretching "stress - strain" there is aliasing due to strain aging (effect of Portevin-Le Chatelier's principle) [7].

The reasons of failures of plasticity are complex and explanations are only hypothetically. The main reason for the anomalous effects, according to the authors [2], is the presence of impurities.

For high-purity hafnium may be noted the absence of anomalies in the temperature dependences  $\sigma_B(T)$  and  $\delta(T)$  within the temperature range of 20 to 800°C, and the lack of serration on the charts stretching. Purification of hafnium iodide contributes to a reduction in strength and increase ductility in the range of 700 - 800°C (typical for HFEs-1).

## CONCLUSIONS

Thus, the results of the study of mechanical properties of hafnium show the complex nature of the influence of various factors on the deformation characteristics in the temperature range 20 - 800°C and noted the role of increasing purity hafnium in suppressing characteristic anomalies occurring during deformation iodide-containing hafnium and hafnium HFEs-1.

## REFERENCES

1. Azhazha R.V., Vasil'ev A.A., Stetsenko S.P., Chepurnaya L.N., Makarenko V.V., Savchenko V.I., Ozhigov L.S., Rudenko A.G., Butenko I.N., Kovtun K.V., Terukov A.V. Investigation of microstructure, texture and mechanical properties of the rolled hafnium // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Vacuum. Pure Materials. Superconductors. – 2009. – No.6(64). – P. 25-31.
2. Azhazha R.V., Dolya I.B., Pylypenko N.N., V'yugov P.N., Lavrinenko S.D. Mechanical properties of hafnium // Inorganic material. – 2006. – Vol.42. – No.6. – P.684-688.
3. Ozhigov L.S., V'yugov P.N., Savchenko V.I., Kozhevnikov O.E., Rudenko A.G. Mechanical properties of a high-purity hafnium // Problems of Atomic Science and Technology. Series: Vacuum. Pure Materials. Superconductors. – 2014. – No.1(89). – P. 60-63.
4. Valiev R.Z., Kajbyshev O.A. Dislocations in the grain boundaries and grain boundary sliding during superplastic deformation // DAN USSR. – 1977. – Vol.236. – No.2. – P.339-342.
5. Pereverzentsev V.I., Rybin V.V., Orlov A.I. Structural transformation at grain boundaries and deformation mechanisms at different stages of superplastic flow // Poverkhnost. Physics, chemistry, mathematics. – 1982. – No.6. – P.131-141.
6. Zolotukhin N.V., Abramovich V.V., Turkin V.F. The damping of mechanical vibrations in the vacuum condensates of zirconium and hafnium // FMM. – 1976. – Vol.41. – No.5. – P.1079-1082.
7. Honeycomb R. The plastic deformation of metals. - M.: Mir, 1972. - 408 p.

PACS: 43.40.Le. 62.60.F. 81.05.Bx

**STUDY OF ACOUSTIC EMISSION DURING DEFORMATION OF MAGNESIUM ALLOY****I.I. Papirov, P.I. Stoev, A.I. Pikalov, T.G. Emlyaninova***National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology"**61108, Kharkov, Akademicheskaya st., 1**e-mail: [stoev@kipt.kharkov.ua](mailto:stoev@kipt.kharkov.ua)**Received March 30, 2015*

Acoustic emission (AE) of magnesium alloy WE 43 in process to compress was studied. Typical grain size of alloy was between 3-25 microns. AE parameters (activity, total number of impulses, average amplitude) were analyzed in correlation with deformation curves. It was shown that yield stress at compressing WE43 alloy with different grain size is in good agreement with Hall-Petch relationship. Acoustic emissions started at stress significantly lower than macroscopic yield stress. Maximum of curve activity AE coincide to the value of macroscopic yield stress. The increase of grain size leads to the both rise of AE activity so and average amplitude impulse. The increase of number of high-amplitude signals in spectrum AE was detected also. It was suggested that the rising share of high-amplitude impulses in spectrum AE with grain growth was associated with increase in the numbers of starts moving pile-ups of dislocations and twinning in individual grains.

**KEYWORDS:** magnesium alloys, compression, mechanical properties, acoustic emission, deformation mechanisms**ДОСЛІДЖЕННЯ АКУСТИЧНОЇ ЕМІСІЇ ПРИ ДЕФОРМУВАННІ СПЛАВУ МАГНІЮ****І.І. Папіров, П.І. Стоєв, О.І. Пікалов, Т.Г. Ємлянінова***Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут»**Україна, 61108, Академічна, 1*

Вивчена акустична емісія (АЕ) магнієвого сплаву WE43 з розміром зерна від 3 до 25 мкм при деформації тисненням. Проаналізовано особливості зміни параметрів АЕ (активності, загальної кількості імпульсів, середньої амплітуди імпульсів) у взаємозв'язку з кривими деформації матеріалу. Встановлено, що межа плинності сплаву WE43 з різним розміром зерна при випробуванні на тиснення підпорядковується співвідношенню Холла-Петча. Акустична емісія починається при напруженнях вдвічі нижчих за макроскопічної межі текучості, а пік АЕ збігається з макроскопічною межею плинності. При збільшенні розміру зерна спостерігається зростання активності і середньої амплітуди імпульсу АЕ, а також зростання кількості високоамплітудних сигналів в спектрі АЕ. Зроблено припущення, що зростання вкладу високоамплітудних імпульсів АЕ з ростом зерна пов'язано зі збільшенням кількості скупчень дислокацій, що стартують і дублюються в окремих зернах.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** сплави магнію, деформація тисненням, механічні характеристики, акустична емісія, механізми деформації**ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВА МАГНИЯ****И.И. Папи́ров, П.И. Стоев, А.И. Пикалов, Т.Г. Емлянинова***Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»**Украина, 61108, Академическая, 1*

Изучена акустическая эмиссия (АЭ) магниевого сплава WE43 с размером зерна от 3 до 25 мкм при деформировании сжатием. Проанализированы особенности изменения параметров АЭ (активности, общего количества импульсов, средней амплитуды импульсов) во взаимосвязи с кривыми деформации материала. Установлено, что предел текучести сплава WE43 с разным размером зерна при испытании на сжатие подчиняется соотношению Холла-Петча. Акустическая эмиссия начинается при напряжениях вдвое ниже макроскопического предела текучести, а пик АЭ совпадает с макроскопическим пределом текучести. При увеличении размера зерна наблюдается рост активности и средней амплитуды импульса АЭ, а также рост количества высокоамплитудных сигналов в спектре АЭ. Сделано предположение, что рост вклада высокоамплитудных импульсов АЭ с ростом зерна связан с увеличением количества стартующих скоплений дислокаций и дублированием в отдельных зернах.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** сплавы магния, деформация сжатием, механические характеристики, акустическая эмиссия, механизмы деформации

Акустическая эмиссия при деформации магния изучена недостаточно. Между тем, ее исследование позволяет не только идентифицировать механизмы пластического течения и разрушения материала, но, как мы показали в работе [1], выявлять существенные особенности пластического течения при разных видах деформации, скажем, при простом сжатии или сжатии с изгибом. Целью настоящей работы было сравнительное изучение спектров АЭ магниевого сплава WE43 при сжатии образцов с различной величиной зерна.

**МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ**

В качестве исследованного материала были использованы полученные экструзией цилиндрические образцы магниевого сплава WE43. После горячего выдавливания (290°C) с обжатием 56:1 образцы подвергали рекристаллизационным отжигам в разных условиях (таблица). Размер зерна,  $d$  определяли микроскопически

методом секущей, варьировался в интервале 3-25 мкм. Испытанные цилиндрические заготовки имели диаметр 4мм и высоту 6мм. В таблице представлены данные о параметрах термообработки, размере зерна сплава и пределе текучести на сжатие.

Таблица

Условия отжига, средний размер зерна и предел текучести исследованных образцов				
Температура отжига, °С	280	340	405	430
Продолжительность отжига, ч	1	1	1	1
Средний размер зерна, мкм	3,0	5,7	11,4	25,0
Предел текучести, МПа	220	145	114	90

Испытания образцов на сжатие проводили на универсальной испытательной машине 1958 У10-1 со скоростью деформации 0,17 мм/мин ( $2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ) при комнатной температуре.

При испытании образцов синхронно регистрировали параметры деформирования (кривую деформации) и спектры акустической эмиссии.

Для регистрации акустической эмиссии использовали многоканальный акустический комплекс М400, позволяющий регистрировать и разделять сигналы АЭ в зависимости от их амплитуды. Амплитудное значение шумов, приведенное к входу предварительного усилителя, составляло 5мкВ. Уровни амплитудной дискриминации каналов составляли 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 100 мкВ относительно этого значения.

В качестве датчика-регистратора АЭ использовали пьезокерамический преобразователь из керамики ЦТС-19 с резонансной частотой 180 кГц. Датчик крепили к исследуемому образцу через слой акустической смазки специальным держателем, который обеспечивал одинаковое усилие прижатия.

Сбор, обработку и анализ результатов, включавших информацию об акустической эмиссии и параметрах деформирования, проводили с помощью ЭВМ и специально разработанных программ обработки данных.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Прежде всего выяснено, что предел текучести исследованных материалов (таблица ) удовлетворительно описывается соотношением Холла-Петча (рис. 1):

$$\sigma_T = \sigma_{от} + K_T \cdot d^{-1/2},$$

где  $\sigma_{от}$  и  $K_T$  — постоянные материала:  $\sigma_{от} = 2,35 \text{ МПа}$ ,  $K_T = 379,27 \text{ МПа} \cdot \text{мкм}^{1/2}$ .

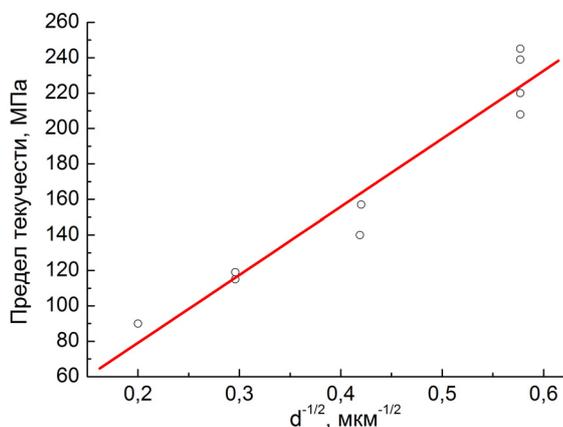


Рис. 1. Зависимость предела текучести исследованных материалов от размера зерна

На рис. 2. в качестве примера представлены кривая деформации и активность АЭ при сжатии образцов сплава WE43 с размером зерна 5,7 мкм. Видно, что АЭ начинается при напряжениях ниже (приблизительно в два раза) макроскопического предела текучести, а пик АЭ совпадает с макроскопическим пределом текучести. При этом на установившейся стадии пластического течения активность АЭ падает практически до нуля. Начало заметной АЭ при напряжениях гораздо ниже предела текучести связано с тем, что из-за хаотического распределения зерен по ориентациям пластическое течение в благоприятно ориентированных для дислокационного скольжения зернах начинается задолго до макроскопического предела текучести, то есть в области микродеформаций. Подобный эффект мы неоднократно наблюдали на многих металлах, а в этой работе — на магниевом сплаве.

При достижении макроскопического предела текучести наблюдается процесс коллективного движения дислокаций, а на кривой активности АЭ, как правило, возникает максимум (рис. 2). Дальнейший спад активности АЭ обусловлен стационарным движением дислокаций, при котором не возникают волны

напряжений, ответственные за появление АЭ [2]. На стадии установившегося дислокационного движения при растяжении или сжатии материала АЭ падает до нуля (рис. 2).

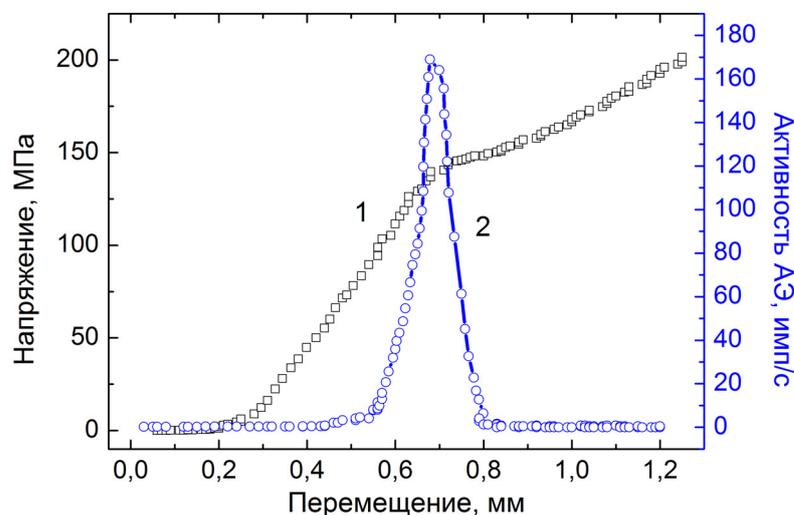


Рис. 2. Кривая деформации (1) интегральная активность АЭ (2) при сжатии образцов сплава WE43 с размером зерна 5,7 мкм

Хотя характер зависимостей активности АЭ при сжатии образцов с разным размером зерна сохраняется подобным показанному на рис. 2, количественные характеристики АЭ существенно зависят от размера зерна. Для иллюстрации этого на рис. 3-5 показаны зависимости активности сигналов АЭ различной амплитуды (канал 2 – низкая, канал 4 – средняя и канал 8 – высокая амплитуда) для образцов с размером зерен соответственно 3, 11,4 и 25 мкм.

Обращаем внимание на следующие отличительные особенности спектров АЭ при испытании образцов с разным размером зерна:

1. Активность АЭ возрастает с ростом размера зерна от 3 до 25 мкм в 6 раз — от ~10.000 до ~60.000 импульсов;

2. В зависимости от размера зерна существенно меняется соотношение низко- и высокоамплитудных импульсов: в частности, соотношение активности по 2, 4 и 8 каналам АЭ составляет, соответственно:

>650:240:30 для образцов с  $d=25$  мкм,

450:40:5 для образцов с  $d=11,4$  мкм,

40:10:3 для образцов с  $d=3$  мкм.

3. Наблюдается тенденция роста абсолютных величин регистрируемой активности АЭ и средней амплитуды импульсов АЭ с увеличением размера зерна (см. рис. 6, на котором приведена средняя амплитуда импульсов АЭ для образцов с указанными размерами зерна).

Иными словами, структура спектров и, следовательно, доминирующих процессов во многом определяется структурой материала. Фактически наблюдаются две тенденции, проявляемые с ростом зерна исследованного материала:

1. Рост интегральной активности АЭ;

2. Рост вклада высокоамплитудных импульсов АЭ с ростом зерна.

### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как мы уже отмечали [1], спектры АЭ, регистрируемые при пластической деформации, помогают разобраться с механизмами протекающих при этом процессов. В частности, рост вклада высокоамплитудных импульсов с ростом зерна связан с тем, что стартующие скопления дислокаций, приводящие к образованию АЭ, тем больше, чем больше размер зерна, и поэтому в крупнозернистых материалах средняя амплитуда сигнала должна увеличиваться (рис. 6). Но, как оказывается, это не единственная причина увеличения вклада высокоамплитудных импульсов: исследование микроструктуры деформированных образцов с размером зерна 25 мкм выявило наличие двойникования в отдельных благоприятно ориентированных для двойникования зернах, причем, как видно из микрофотографии рис. 7, двойникование часто локализовано в пределах одного зерна.

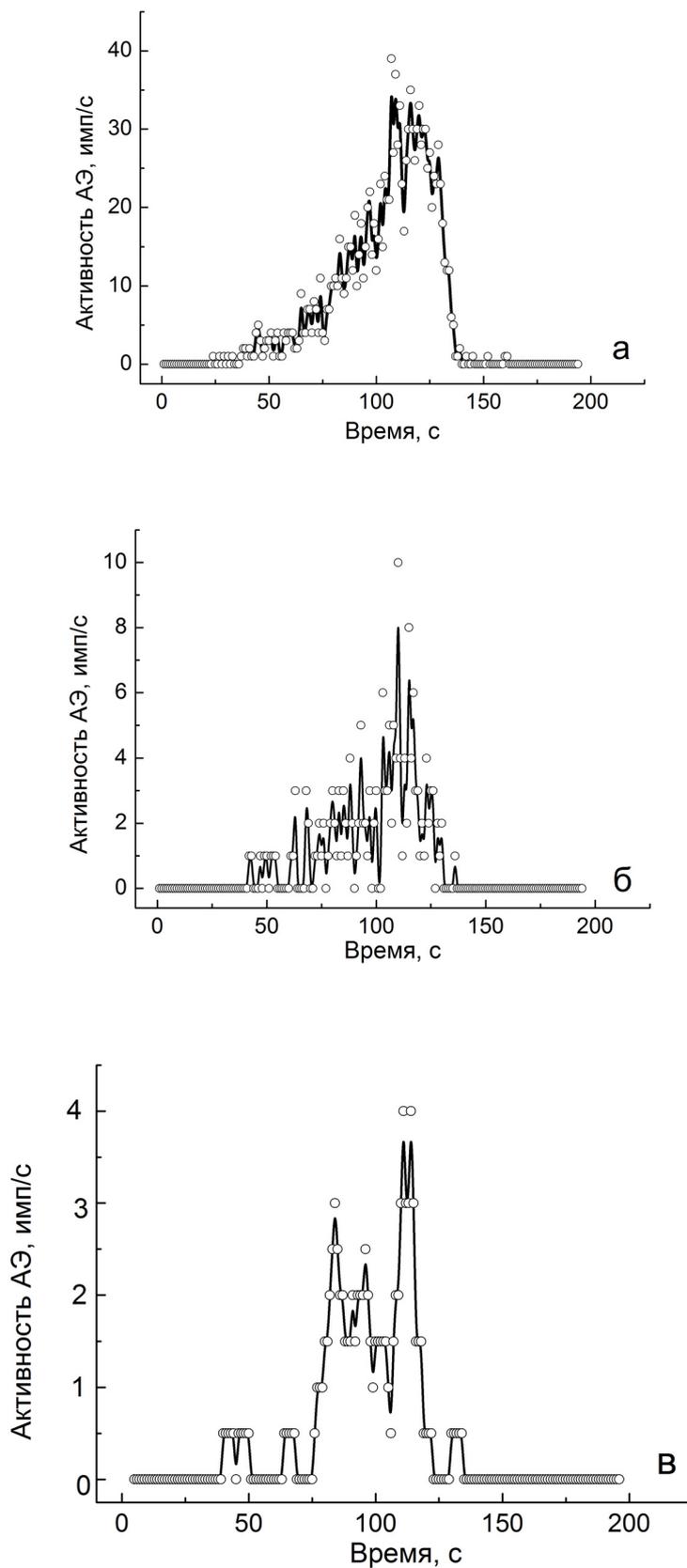


Рис. 3. Спектры активности АЭ при сжатии сплава WE43 с размером зерна 3 мкм  
а - низкоамплитудные, б – среднеамплитудные и в – высокоамплитудные импульсы АЭ (2, 4 и 8 каналы спектрометра соответственно)

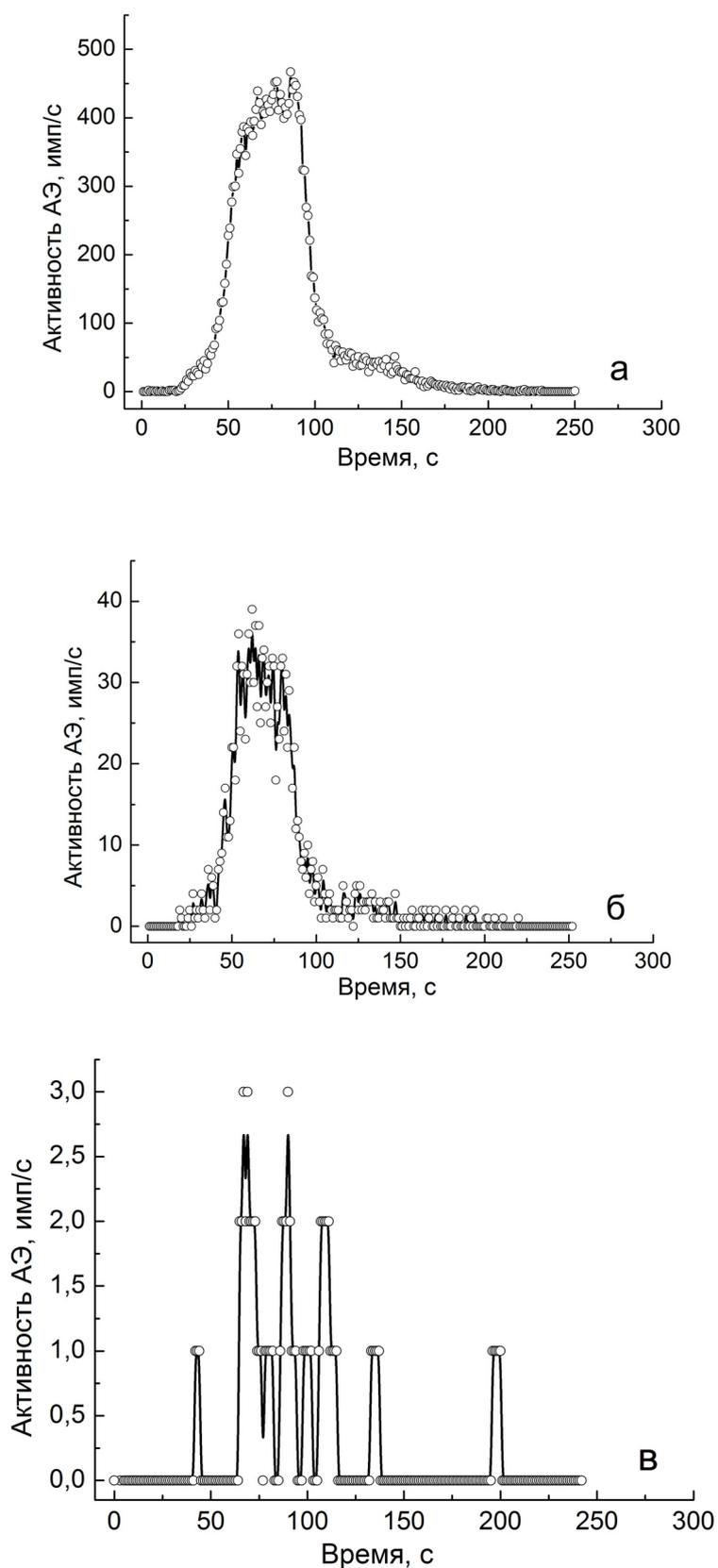


Рис. 4. Спектры активности АЭ при сжатии сплава WE43 с размером зерна 11,4 мкм  
а - низкоамплитудные, б – среднеамплитудные и в – высокоамплитудные импульсы АЭ (2, 4 и 8 каналы спектрометра соответственно)

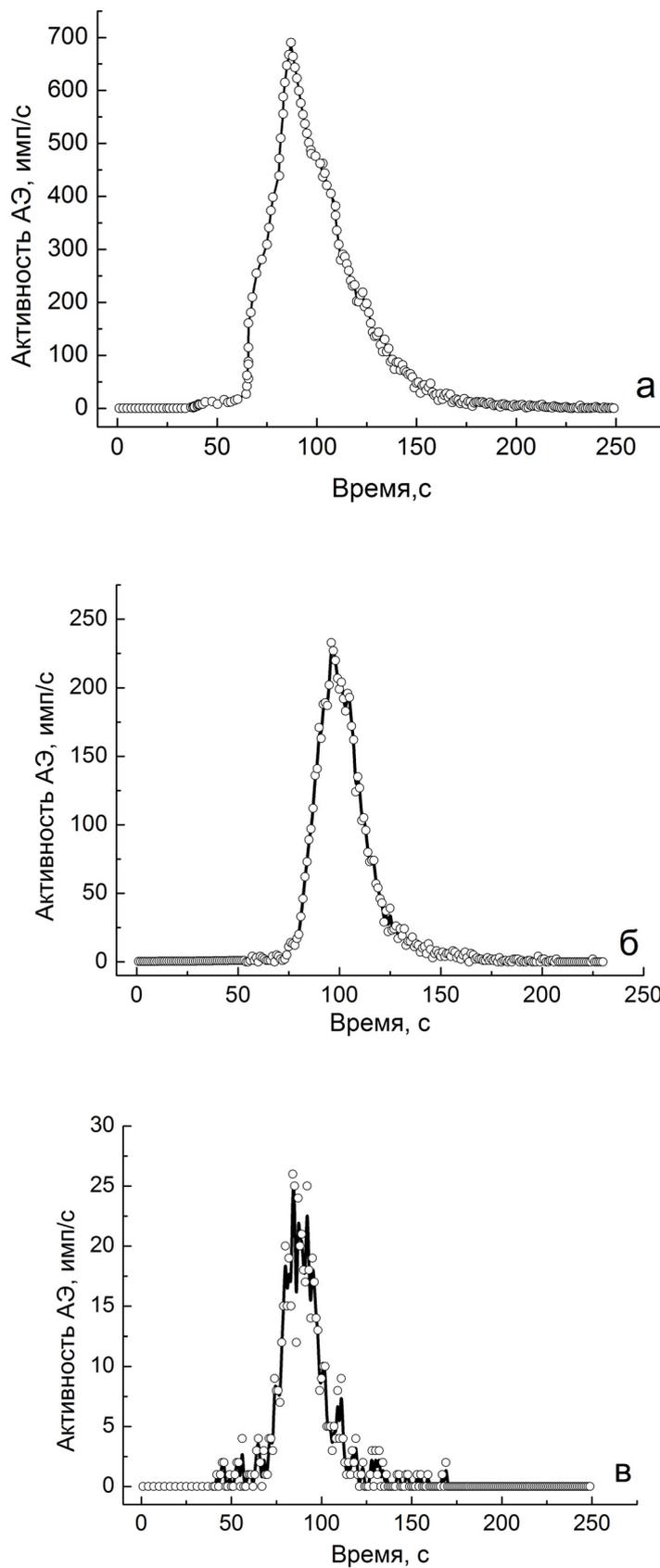


Рис. 5. Спектры активности АЭ при сжатии сплава WE43 с размером зерна 25 мкм  
а - низкоамплитудные, б – среднеамплитудные и в – высокоамплитудные импульсы АЭ (2, 4 и 8 каналы спектрометра соответственно)

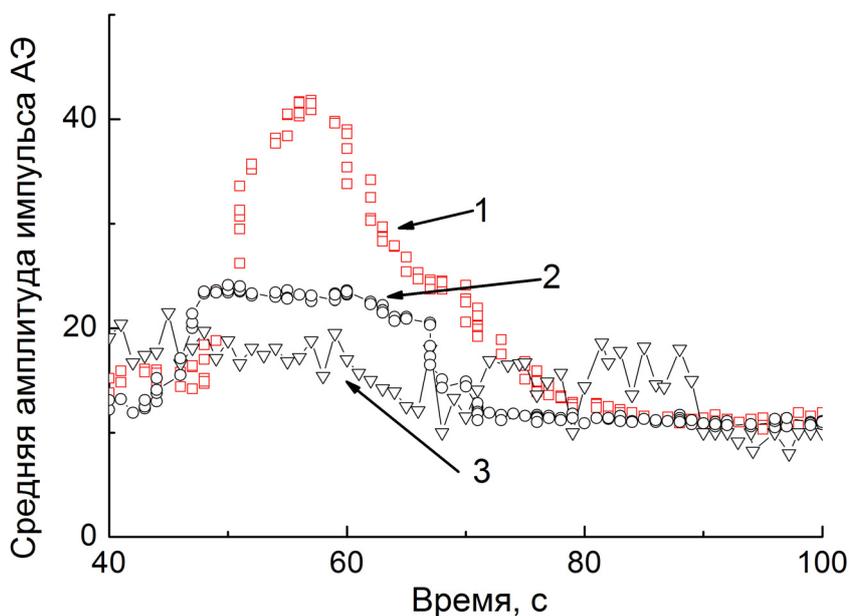


Рис. 6. Средняя амплитуда импульсов АЭ при сжатии образцов сплава WE43 с разным размером зерна: кривая 1 —  $d=25,0$  мкм, кривая 2 —  $d=11,4$  мкм, кривая 3 —  $d=3,0$  мкм

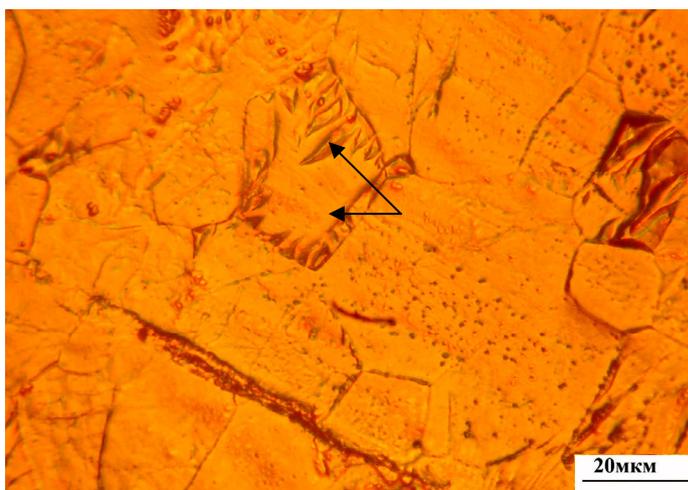


Рис. 7. Микрофотография структуры образца с  $d=25$  мкм после сжатия на 10% при комнатной температуре (стрелками показаны двойники в отдельном благоприятно ориентированном для двойникования зерне)

Двойники же, как макроскопические образования, обычно приводят к появлению именно высокоамплитудных импульсов АЭ.

Что касается роста интегральной активности АЭ по мере увеличения размера зерна, то мы не исключаем, что это связано с инструментальным эффектом. Ранее авторы показали, что при пластическом течении ультрамелкозернистых материалов АЭ исчезает, точнее — не регистрируется [3,4]. Это может быть связано с двумя факторами: во-первых, при малых размерах зерен амплитуда акустического сигнала становится ниже минимального порога регистрации; во-вторых, это может происходить из-за специфического механизма пластического течения при сверхпластичности, когда резко увеличивается вклад диффузионных процессов. Есть и другая инструментальная причина уменьшения активности низкоамплитудных импульсов АЭ по 1-му каналу акустического спектрометра: дело в том, что при очень высокой активности, превышающей разрешающую способность комплекса счетчик «захлебывается» и перестает регистрировать количество таких импульсов. Такой эффект мы нередко замечали именно при пластической деформации мелкозернистых материалов, когда удавалось зарегистрировать лишь восходящую и нисходящую ветви кривой, но не максимум на ней.

### ВЫВОДЫ

1. Предел текучести сплава WE43 с разным размером зерна при испытании на сжатие подчиняется соотношению Холла-Петча.
2. При испытаниях сплава на сжатие АЭ начинается при напряжениях существенно ниже макроскопического предела текучести, а пик АЭ совпадает с макроскопическим пределом текучести.
3. Интегральная активность АЭ при испытаниях на сжатие сплава WE43 возрастает с ростом размера зерна от 3 до 25 мкм в 6 раз — от ~10.000 до ~60.000 импульсов. Увеличивается также средняя амплитуда импульсов АЭ.
4. При увеличении размера зерна у испытываемых сжатием образцов сплава магния WE43 существенно растут абсолютные значения активности регистрируемых сигналов АЭ и величина средней амплитуды импульсов АЭ. Чем больше размер зерна у материала, тем больше наблюдается высокоамплитудных импульсов в амплитудном спектре АЭ.
5. Предполагается, что рост вклада высокоамплитудных импульсов АЭ с ростом зерна связан с увеличением стартовых скоплений дислокацией и двойникованием в отдельных зернах.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Papirov I.I., Stoev P.I., Pikalov A.I., Emljaninova T.G. Vliyanie vida deformacii na akusticheskuyu emissiyu magniya // DAN Ukrainy.– 2015.–No. 3.– S.36-43.
2. Greshnikov V.A., Drobot Ju. B. Akusticheskaya emissiya. - M.: Izd-vo standartov, 1976.– 272 s.
3. Papirov I.I., Karpov E.A., Mileshekin M.B., Palatnik M.I. Ischeznoenie akusticheskoy emissii pri sverhplastichnosti // DAN SSSR.– 1981.– T. 256. – No.2.– s.392–394.
4. Papirov I.I., Karpov E.A., Mileshekin M.B., Palatnik M.I. Ischeznoenie akusticheskoy emissii pri sverhplasticheskoy deformacii splavov Zn—0,4%Al i Pb—38%Sn // FMM.–1982.– T. 53. – No. 2.– S.581–586.

PACS: 61.80.Ba

**THE FORMATION OF TOPOLOGICAL DEFECTS ON GRAPHITE SURFACE****V.G. Kirichenko***Kharkiv National Karazin University  
4 Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine**E-mail: [val\\_kir48@mail.ru](mailto:val_kir48@mail.ru)**Received February 15, 2015*

On the basis of experimental data on scanning tunneling microscopy graphite surface on the assumption that the collective nature of the formation of atomically smooth surface of graphite in the cell (7x7) is simulated in a monoatomic layer defects such as disclination, edge dislocation and grain boundary. The simulation results from defects in the monoatomic layer of graphite are significantly different from those observed topological defects in graphene.

**KEY WORDS:** graphite, surface, graphen, defects

**ФОРМУВАННЯ ТОПОЛОГІЧНИХ ДЕФЕКТІВ НА ПОВЕРХНІ ГРАФІТУ****В.Г. Кіриченко***Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна  
61022, Харків, м. Свободи, 4*

На основі експериментальних даних по скануючої тунельної мікроскопії поверхні графіту в припущенні про колективну природу формування атомарно гладкій поверхні графіту в комірниці (7x7) проведено моделювання в моноатомного шарі дефектів типу дисклінацій, крайова діслокація і межзеренного межа. Результати моделювання дефектів в моноатомного шарі графіту істотно відрізняються від спостережуваних топологічних дефектів у графені.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** графіт, поверхня, графен, дефекти

**ФОРМИРОВАНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДЕФЕКТОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ГРАФИТА****В.Г. Кириченко***Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина  
61022, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

На основе экспериментальных данных по сканирующей туннельной микроскопии поверхности графита в предположении о коллективной природе формирования атомарно гладкой поверхности графита в ячейке (7x7) проведено моделирование в моноатомном слое дефектов типа дисклинация, краевая дислокация и межзеренная граница. Результаты моделирования дефектов в моноатомном слое графита существенно отличаются от наблюдаемых топологических дефектов в графене.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** графит, поверхность, графен, дефекты

Графен – форма углерода, состоящая из одного графитового монослоя, обладает рядом необычных свойств, хорошей электропроводностью, прозрачностью, высокими механическими свойствами, высокой подвижностью носителей заряда при комнатной температуре, возможностью квантовой проводимости и эпитаксиального наслаивания, которые делают графен перспективным материалом для нанoeлектроники [1]. Графены представляют собой двумерные фрагменты гексагональной графитовой поверхности. Идеальную двумерную плёнку в свободном состоянии нельзя получить из-за термодинамической нестабильности. Но при наличии в плёнке дефектов или её деформации в третьем измерении плёнка может существовать без контакта с подложкой. Поэтому свободные плёнки графена существуют и образуют поверхность сложной волнистой формы, с латеральными размерами пространственных неоднородностей около 5-10 нм и высотой 1 нм. Однако одной из основных проблем остается массовое производство высококачественных образцов графена. Возможным решением поставленной задачи может стать реализация синтеза графен-оксида (ГО). При окислении графит расщепляется на отдельные слои, которые и формируют ГО. Непосредственно графен можно в дальнейшем получить в результате термического расширения. Поскольку длина С-О связи не превышает 0,3 нм, наблюдаемый размер шероховатости (0,6 нм) указывает на искажение плоской структуры графена в результате окисления. Обработка экспериментальных данных показывает, что 15% атомов углерода, входящих в состав исследованных плёнок, характеризуются графитоподобным состоянием, в то время как состояние остальных 85% атомов соответствует атомарному углероду. Расстояние между слоями графенов в таком материале составляет 0.386 нм, что несколько превышает соответствующую величину для графита (0,335 нм) [2]. Таким образом, полученные графеновые листы обладают наследственной «памятью» об исходной структуре графита. Возможно, волнистость листов графена с указанными выше латеральными размерами пространственных неоднородностей объясняется не только наличием дефектов, но и наследованием крупномасштабных неоднородностей на поверхности высокоориентированного графита.

Интересной проблемой является электронный транспорт в поликристаллическом графене. Большинство макроскопических твердых тел являются поликристаллами. И квазидвумерный графен здесь не исключение: он представляет собой совокупность монокристаллических областей (зерен) с различной ориентацией кристалло-

графических осей. Эти области отделены друг от друга границами – протяженными топологическими дефектами. Теоретическому исследованию этого вопроса посвящены работы [2,3]. Простейшими дефектами, нарушающими трансляционную симметрию графена, являются изолированные 5- и 7-угольники. Более вероятно их комбинация, в результате чего формируется краевая дислокация. Периодическое повторение приводит к образованию межзеренной границы. Эта граница может быть как проводящей, так и непроводящей – в зависимости от ее ориентации относительно решетки графена. Таким образом, имеется принципиальная возможность регулировать проводимость поликристаллического графена путем контроля его микроструктуры.

Цель работы – анализ формирования регулярных двумерных структур на поверхности графита, моделирование дефектных моноатомных слоев и сравнение моделирования топологических дефектов с данными экспериментального исследования с применением сканирующей туннельной микроскопии реальной атомной поверхности высоко ориентированного графита.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В качестве объекта исследования использовался высоко ориентированный кристалл графита. Очистку поверхности графита и одновременно образование реальной атомной поверхности кристалла слоистого типа производили скалыванием верхнего слоя кристалла непосредственно перед измерением. Исследование поверхности графита методом сканирующей туннельной микроскопии проводили при нормальных условиях на сканирующем туннельном микроскопе СТМ – 1 [4]. Разрешение в горизонтальной плоскости XY меньше 1,4 Å, а по вертикали – 0,7Å. В качестве зонда использовались иглы, приготовленные способом электрохимического травления с вытяжкой. Время сканирования участков – 10 - 20 сек. Полученные экспериментальные данные были использованы при построении трехмерных диаграмм моноатомного слоя графита с помощью программы Harvard Chart XL 2,0, отражающих строение первого поверхностного слоя графита и связь его со вторым поверхностным слоем.

### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.1 представлено топографическое изображение участка высоко ориентированного графита при максимальном увеличении, полученное сканированием в режиме стабилизации туннельного тока. Наблюдаются упорядоченные ряды гексагональной структуры графита: элементарная ячейка в виде шестиугольника состоит из атомов с разным уровнем локальной электронной плотности состояний. Отметим, что параметры элементарной ячейки согласуются с данными, представленными в работах других авторов. На рис. 1 приведена построенная примитивная ячейка гексагональной решетки, которая накладывалась на полученное топографическое изображение. Важным в полученных экспериментальных данных по электронной плотности на поверхности графита (рис. 2) является факт наличия модуляции вертикальной составляющей, по ребрам (a) примитивной ячейки и ребрам (b) элементарной ячейки структуры, что отображает модуляцию электронной плотности атомов на поверхности графита. Отмечаются им значительные периодические отклонения в высоте изображения двух соседних атомов (точнее – положений локальных максимумов электронной плотности).

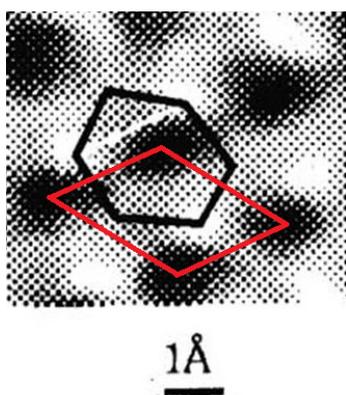


Рис.1. Изображение гексагональной решетки графита с добавленной примитивной ячейкой [4]

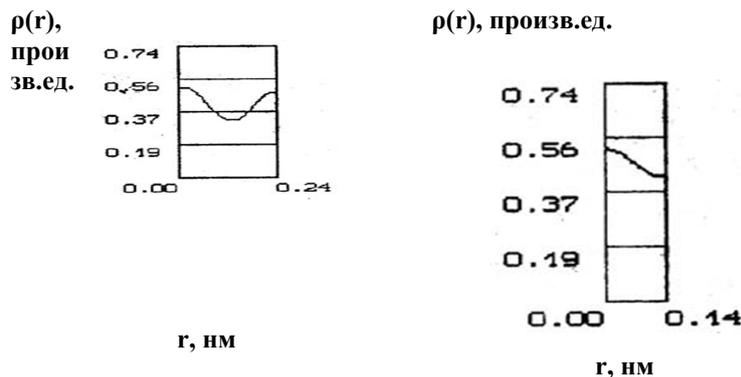


Рис. 2. Распределение электронной плотности на поверхности графита: слева - по ребру примитивной ячейки  $a = 2,4\text{Å}$ ; справа - по ребру элементарной ячейки  $b=1,4\text{Å}$  [4]

Полученные экспериментальные данные (рис. 2) были использованы при построении трехмерных диаграмм моноатомного слоя графита для ячеек 7x7 с помощью программы Harvard Chart XL 2,0. Полученные диаграммы отражают строение моноатомного поверхностного слоя графита. Элементарная ячейка сверхструктуры (7x7) содержит 12 атомов в первом моноатомном слое, как и в случае реконструкции поверхности кремния или германия [5]. Если принять, что структура (7x7) формируется из атомно-гладкой поверхности (1x1), то из первого полностью заполненного слоя необходимо удалить и встроить в ступени 80-90% атомов. Эти атомы образуют вакансии во втором слое. Исключение составляют группы из 12 атомов первого слоя, то есть ячейки

7x7. Поэтому эти ячейки можно рассматривать как атомно-гладкие.

С помощью программы Harvard Chart XL 2,0 выбирали верхний моно атомный слой поверхности графита. Для представления экспериментальных данных использовалась гексагональная плоская сетка. Выбирались данные по радиальной электронной плотности в направлениях  $a$  и  $b$  гексагональной плоской ячейки для ячеек 7x7. В реальном моно атомном слое кристалла графита наблюдаются отклонения атомов от равновесной электронной плотности, представленной относительно некоторой средневзвешенной плоскости, причём три ближайших соседа центрального атомов углерода отклоняются в противоположную сторону.

Ближайшее окружение атомов углерода на поверхности реального кристалла графита на X-Y-шкале 0,8x0,8 нм (рис. 3) качественно совпадает с приведенными ранее данными для графена (рис.2). В данном случае ячейки 7x7 отклонение пропорционально росту коэффициента подобия при переходе к поверхностным структурам с крупномасштабной модуляцией, как и в случае ячейки 1x1.

В ячейках (7x7) в моноатомном слое графита, как и положено, насчитывается 12 атомов углерода в верхнем, относительно срединной плоскости, слое (рис.4).

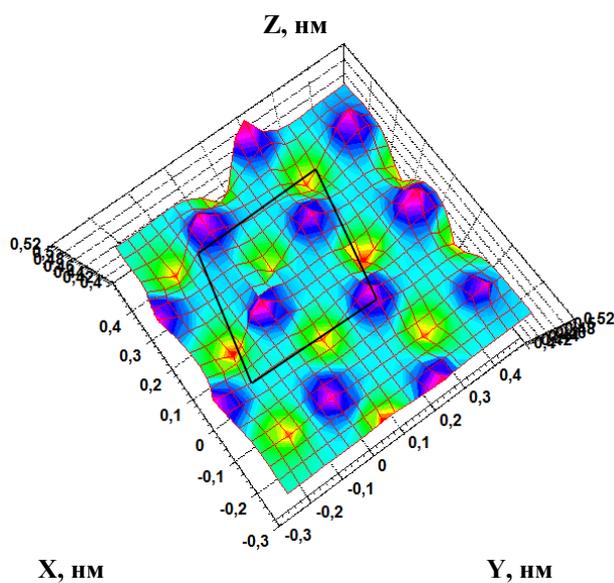


Рис. 3. Наноструктура моноатомного слоя графита для ячейки 7x7 на X-Y шкале 0,8x0,8 нм. Ячейка 7x7 выделена многоугольником. Вид сверху

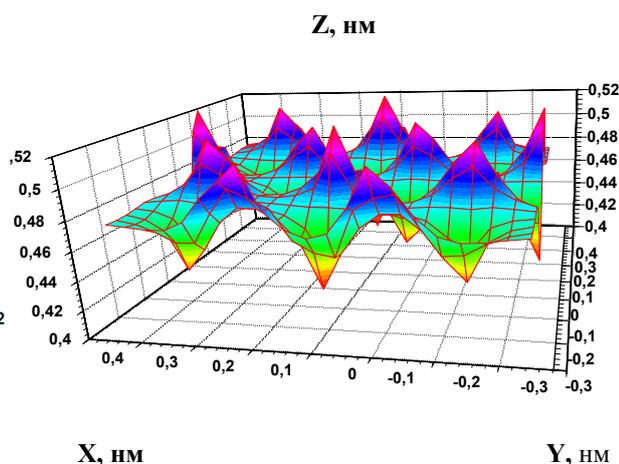


Рис. 4. Наноструктура моноатомного слоя графита для ячейки 7x7 на X-Y шкале 0,8x0,8 нм. Вид сбоку в направлении оси Y

Полученные результаты для моноатомного слоя графита показывают, что реальная структура поверхности графита существенно отличается от близкой к идеальной моноатомной гексагональной сетке графена. Наблюдается хорошее геометрическое соответствие в расположении ближайших соседей, как на поверхности графита, так и в сетке графена. Следует отметить, что размер ребра шестиугольника в графеновой сетке несколько больше (0,246 Å), чем на поверхности графита (0,24 Å), что возможно обусловлено межслойным взаимодействием атомов углерода в графите. Заметим, что три ближайших соседа центрального атома углерода отклоняются в противоположную сторону, что объясняет комбинаторную очередность присоединения атомов водорода к графену при образовании графена.

С большой долей вероятности можно считать, что простейшими дефектами, нарушающими трансляционную симметрию моноатомного слоя графита, по аналогии с графеном, являются изолированные ячейки в форме 5- и 7-угольников [2]. Но образование таких дефектов энергетически невыгодно, поскольку требует довольно сильного искажения гексагональной структуры. Гораздо более вероятна их комбинация, в результате чего формируется краевая дислокация, а при периодическом повторении «дефектов 5-7» образуется межзеренная граница. Таким образом, предполагается следующая последовательность топологического беспорядка в графене: 5-угольник (положительно заряженная дисклинация); - 7-угольник (отрицательно заряженная дисклинация); - краевая дислокация; - межзеренная граница, образованная периодически расположенными дислокациями.

В моноатомных слоях графита атомы углерода располагаются в вершинах правильных шестиугольников. Формирование каркасных углеродных наноструктур из фрагментов моноатомных слоев основано на добавлении в эти слои топологических дефектов, т. е. перестройки слоя, так что кроме гексагонов в его структуре появляются четырех-, пяти-, семи- или восьмиугольники. Искривление графеновой плоскости, вызванное топологическими дефектами, может быть положительным или отрицательным. Искривление слоя четырехугольником или пентагоном (т. е. топологическими дефектами 4 и 5 соответственно) принято называть положительным. Деформация слоя топологическими дефектами, число сторон у которых больше шести, считается отрицательной. Топологические дефекты могут быть простыми или комбинированными.

Сравним топологию формирования дефектов в поверхностном моноатомном слое графита и в слое графена. Выберем самый простой способ формирования дефектных структур: последовательное удаление отдельных соседних атомов, с учетом того, что они уже смещены относительно срединной плоскости углеродного листа в разные стороны. По всей видимости этот эффект отсутствует в графене. Начнем эту процедуру с удаления атома углерода из верхнего слоя и будем использовать программу Harvard Chart XL 2,0. Исходными данными являются данные рис. 2. Результаты устранения первого одного атома углерода приведены на рис. 5а в сравнении с правильным 5 – угольником в дефектном графене (рис. 5б). Видно, что действительно формируется 5 – угольник, а с учетом нижнего атома из соседней ячейки можно получить и 7-угольник. Отличие от графена в том, что мы получили многоугольники неправильной формы. Как и в случае графена этот простейший дефект можно представить в виде дисклинации с общим положительным зарядом.

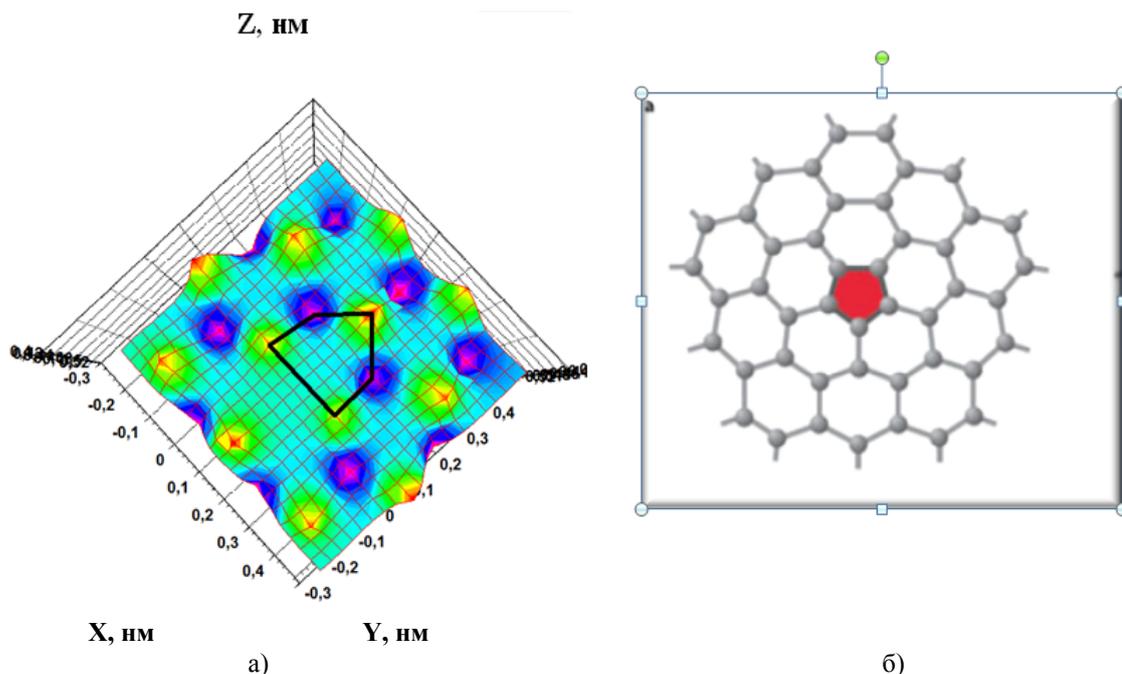


Рис.5. Наноструктура моноатомного слоя графита для ячейки 7x7 на X-Y шкале 0,8x0,8 нм, без 1-го атома, неправильный 5-угольник

а) вид сверху, б) графен: 5-угольник (положительно заряженная дисклинация) [2]

Перейдем к следующему этапу формирования дефектов – удалим два соседних атома углерода, один – из верхнего слоя, второй из нижнего слоя (рис. 6).

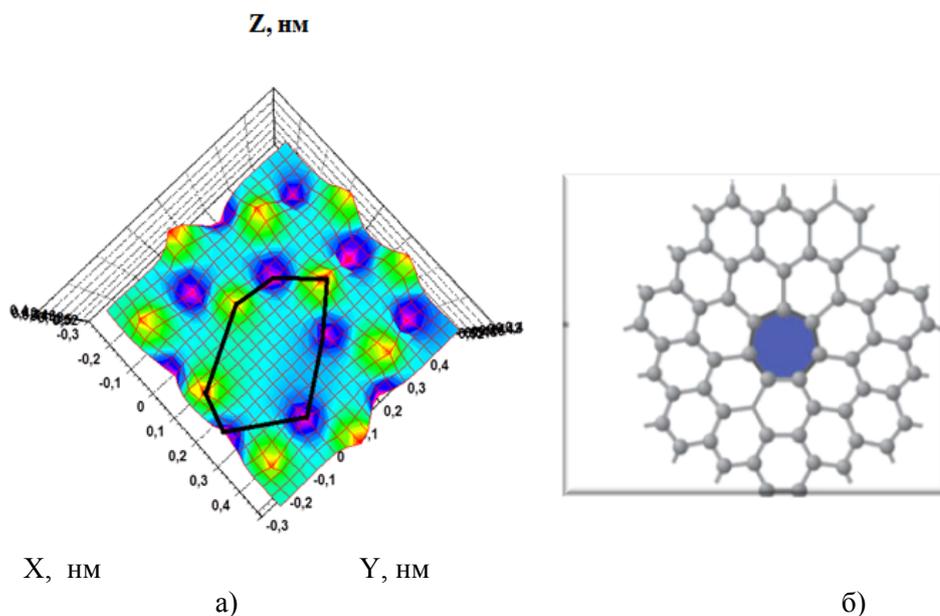


Рис. 6. Наноструктура моноатомного слоя графита для ячейки 7x7 на X-Y шкале 0,8x0,8 нм, без 2-х атомов. а) вид сверху, б) графен: 5-угольник (отрицательно заряженная дисклинация) [2]

Видно, что получили 7 – угольник неправильной формы, по сравнению со случаем графена, где формируется 7 – угольник правильной формы (рис. 6б).

После удаления очередного верхнего атома, т.е. в сумме 3 – х атомов углерода можно наблюдать краевую дислокацию в плоскости параллельно оси  $y$  (рис. 7а), как и в случае графена (рис. 7б).

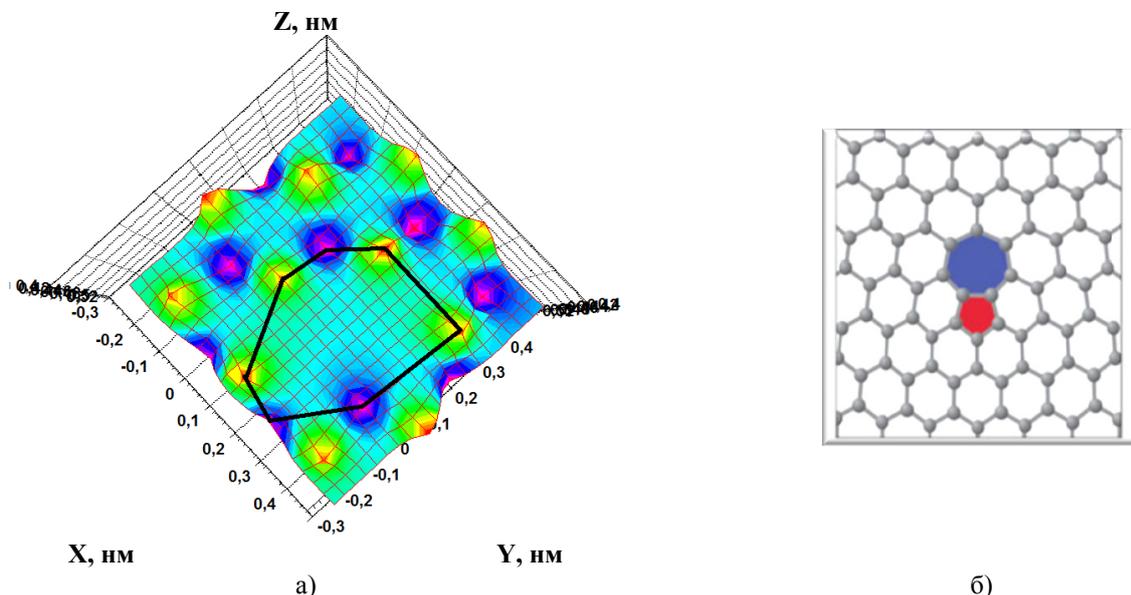


Рис. 7. Наноструктура моноатомного слоя графита для ячейки  $7 \times 7$  на X-Y шкале  $0,8 \times 0,8$  нм, без 3 - х атомов.  
а) вид сверху, б) графен - краевая дислокация [2]

И наконец, после удаления 4-х атомов наблюдаем уширенную межзеренную границу (рис. 8а) по сравнению со случаем графена (рис. 8б).

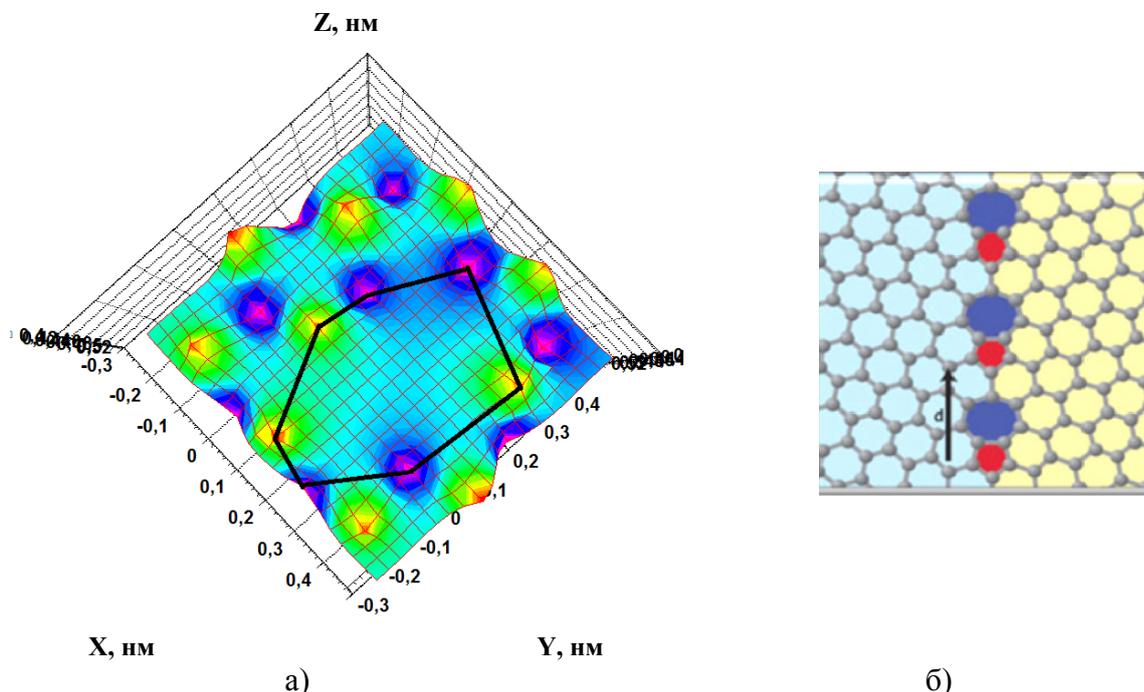


Рис.8. Наноструктура моноатомного слоя графита для ячейки  $7 \times 7$  на X-Y шкале  $0,8 \times 0,8$  нм, без 4х атомов  
а) вид сверху, б) графен: межзеренная граница, образованная периодическими дислокациями [2]

Таким образом, в результате моделирования структуры моноатомных слоев графита, содержащих топологические дефекты, установлено, что топологические дефекты слоя могут быть точечными или линейными. Точечные дефекты деформируют только локальную область слоя и могут быть добавлены в уже сформировавшийся слой. Линейные топологические дефекты могут формироваться только в процессе роста слоя. Дефекты кристаллической структуры моноатомных слоев графита частично относятся к группе дефектов, связанных с наличием оборванных межатомных связей и характеризующихся нарушенным относительным расположением атомов уже в первой координационной сфере [6]. Дефекты этой группы могут быть точечные (вакансии, встроен-

ные атомы), линейные (дислокации) или поверхностные (межкристаллические границы, поверхность кристаллов). Наиболее вероятно формирование дефектов связанных с нарушением только дальнего порядка расположения атомов в структурах, т.е. дефектов упаковки слоев и топологических дефектов слоев структур. Топологические дефекты слоев могут значительно изменять свойства и являются причиной формирования структур, отличающихся от исходных бездефектных структур. В подавляющем большинстве случаев реальные графеновые листы содержат топологические дефекты кристаллической решетки, которые существенным образом влияют на прочность и другие механические характеристики графена [7].

### ВЫВОДЫ

На основе экспериментальных данных в предположение о коллективной природе формирования атомарно гладкой поверхности графита в пределах элементарной ячейки (7x7) проведено моделирование простейших дефектов в моноатомном слое графита типа дисклинация, краевая дислокация и межзеренная граница. Результаты моделирования простейших дефектов в моноатомном слое графита существенно отличаются от наблюдаемых топологических дефектов в графене.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Novoselov K.S. et al. Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films // *Science*. – 2004. – Vol.306. – P.666. DOI:10.1126/ science.1102896.
2. Yazyev O.V., Louie S.G. Electronic transport in polycrystalline grapheme // *Nature Materials*. – 2010. – Vol. 9. – P.806-809.
3. Yazyev O.V., Louie S.G. Topological defects in graphene: Dislocations and grain boundaries // *Phys. Rev. B*. 2010. –Vol. 81. – P. 195420.
4. Kirichenko V.G., Mel'nikova E.S. Osobennosti struktury nanometriceskikh poverhnostnyh sloev grafita // *The Journal of Kharkiv National University, physical series "Nuclei, Particles, Fields"*. – 2009. – No.878. – Iss.4(44). - S.79-85.
5. Ramstad A., Brocks G., Kelly P.J. Theoretical study of Si (100) surface reconstruction // *Phys. Rev.* – 1995. – Vol.51, No.20. - P.14504.
6. Belenkov E.A., Zinatulina Ju.A. Topologicheskie defekty grafenovyh slojov // [lib.csu.ru/vch/126/005.pdf](http://lib.csu.ru/vch/126/005.pdf).
7. Kochnev A.S., Ovid'ko I.A., Semenov B.N. Mehanicheskie harakteristiki grafena s ansambljami 5-8-5 defektov vysokoj plotnosti // *Materials Physics and Mechanics*. - 2014. – Vol. 21. – P.275-282.

PACS: 52.50.Dg, 52.50.Qt, 41.47.Ak

## RF ELECTROMAGNETIC FIELD ABSORPTION INSIDE HELICON ION SOURCE IN NONAXIAL MAGNETIC FIELD

O.V. Alexenko, **V.I. Miroshnichenko**, V.I. Voznyi

*Institute of Applied Physics NAS of Ukraine  
Petropavlovskaya st., 58, Sumy, 40000, Ukraine*

*E-mail: [oleg-alexenko@mail.ru](mailto:oleg-alexenko@mail.ru)*

*Received 21 April, 2015*

The paper studies integral characteristics and one-dimensional distribution of RF power absorption in a helicon plasma with external magnetic field directed at an angle to a plasma plane. Two kinds of working gas helium and hydrogen are considered. A simplified model of a helicon plasma plane layer is used here. Calculation results are used to explain power absorption in a compact helicon ion source with nonuniform external magnet field. An ion source is a part of a nuclear scanning microprobe (NSMP) injector at the Institute of Applied Physics NAS of Ukraine. Calculations for ion source parameters of the NSMP injector show a resonant behaviour of integral RF power absorption as a function of a magnet field inclination angle. A model (planar) geometry is verified here for solution of this problem.

**KEY WORDS:** ion source, helicon plasma, Trivelpiece – Gould wave, helicon wave, injector, nuclear scanning microprobe

### ПОГЛОЩЕНИЕ ВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ГЕЛИКОННОМ ИСТОЧНИКЕ ИОНОВ В НЕАКСИАЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

O.V. Алексенко, **В.И. Мирошніченко**, В.И. Возний

*Інститут прикладної фізики НАН України*

*ул. Петропавлівська 58, 40000 Суми, Україна*

Исследуется интегральное и одномерное распределение поглощения мощности в геликонной плазме с внешним магнитным полем, которое направлено под углом к поверхности плазмы. Рассмотрены два сорта рабочего газа гелий и водород. Используется упрощенная модель плоского слоя геликонной плазмы. Результаты расчетов применяются для объяснения поглощения мощности в компактном геликонном источнике ионов с неоднородным внешним магнитным полем. Источник ионов входит в состав инжектора ядерного сканирующего микронзонда (ЯСМЗ) Института прикладной физики НАН Украины. Расчеты для параметров источника ионов инжектора ЯСМЗ показывают резонансный характер интегрального поглощения ВЧ – мощности, в зависимости от угла наклона магнитного поля. Выполнена проверка адекватности применения модельной (плоской) геометрии для решения задачи.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** источник ионов, геликонная плазма, волна Трайвелписа – Гулда, геликонная волна, инжектор, ядерный сканирующий микронзонд

### ПОГЛИНАННЯ ВЧ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ПОЛЯ В ГЕЛІКОННОМУ ДЖЕРЕЛІ ІОНІВ В НЕАКСІАЛЬНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

O.V. Алексенко, **В.І. Мірошніченко**, В.І. Возний

*Інститут прикладної фізики НАН України*

*вул. Петропавлівська 58, 40000 Суми, Україна*

Досліджується інтегральний та одномірний розподіл поглинання потужності в геліконній плазмі з зовнішнім магнітним полем, яке має напрямок під кутом до поверхні плазми. Розглянуто два сорти робочого газу гелій та водень. Використано спрощену модель плоского шару геліконній плазми. Результати розрахунків застосовуються для пояснення поглинання потужності в компактному геліконному джерелі іонів з неоднорідним зовнішнім магнітним полем. Джерело іонів входить в состав инжектора ядерного скануючого микронзонду (ЯСМЗ) Інститута прикладної фізики НАН України. Розрахунки для параметрів джерела іонів инжектора ЯСМЗ демонструють резонансний характер інтегрального поглинання ВЧ – потужності в залежності від кута нахилу магнітного поля. Виконано перевірку правомірності застосування модельної (плоскої) геометрії для вирішення задачі.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** джерело іонів, геліконна плазма, хвиля Трайвелписа – Гулда, геліконна хвиля, інжектор, ядерний скануючий микронзонд

Среди различных индуктивно–связанных источников плазмы низкого давления наиболее широкое применение получили высокочастотные плазменные источники, которые наилучшим образом отвечают требованиям экономичности, имеют достаточный временной ресурс работы. Они могут работать в различных режимах, среди которых наибольшей эффективностью генерации плазмы обладает геликонный режим [1-4].

В геликонных источниках ионов вводимая мощность может сосредотачиваться на периферии под антенной, может поглощаться равномерно по объему либо сосредотачиваться в параксиальной области разрядной камеры. Последний случай наиболее предпочтителен для ионного источника ядерного сканирующего микронзонда (ЯСМЗ). Это объясняется тем, что прецизионный пучок ионов формируется из параксиальной области плазмы, где ее плотность должна быть максимальной. Вопрос об увеличении плотности плазмы в ионном источнике является важным, поскольку это один из способов получения высокояркостных

ионных пучков [5].

В работах [6,7] для однородного внешнего магнитного поля и частоты генератора 27,12 МГц, с рабочими газами гелий и водород, для компактных разрядных камер, с учетом давления нейтрального газа и температуры электронов, было показано, что резонансы поглощения мощности не равнозначны с точки зрения распределения мощности по объему разрядной камеры. Рекомендованы диапазоны магнитных полей, при которых поглощение вводимой мощности является параксиальным. Проведенные численные оценки показали удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными

В работе [8] впервые было экспериментально обнаружено увеличение плотности плазмы в геликонном источнике с неоднородным внешним магнитным полем. Позднее, для объяснения увеличения плотности плазмы в неоднородном магнитном поле предлагались разные гипотезы: уменьшение фазовой скорости геликонной волны, формирование барьера нейтрального газа, отражение геликонов от поверхности за антенной [9-12].

В работах [13, 14] были проведены эксперименты, которые опровергли выше указанные гипотезы. Экспериментально было выявлено, что в неоднородном магнитном поле, на периферии плазменного разряда, образуется слой горячих электронов. Этот слой электронов расширяется вглубь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля. Эксперименты показали отсутствие стоячих электромагнитных мод в плазме. Внутри слоя горячих электронов была определена мелкомасштабная волновая структура. Для объяснения экспериментов с цилиндрическими разрядными камерами радиуса 7 см и более, длиной более 20 см была использована теоретическая модель: полубесконечная плазма в плоской геометрии в однородном магнитном поле, которое направлено к поверхности плазмы под углом  $\theta$ . В данном случае речь шла о введении в плазму мощности порядка нескольких кВт. Для адекватности численных оценок с помощью модели полубесконечной плазмы было предложено проверять глубину проникновения 80 % потока мощности в плазму. Если эта глубина была меньше радиуса плазмы, тогда численные оценки считались корректными.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ, МОДЕЛЬ

Сложность решения задачи, о поглощении мощности в цилиндрической разрядной камере с внешним неоднородным магнитным полем от сборки с кольцевыми постоянными магнитами, связана, прежде всего, с необходимостью удовлетворения граничным условиям на торцах разрядной камеры для компонент электромагнитного поля в плазме. Если в качестве физической модели рассматривать в цилиндрической системе координат неограниченный вдоль оси  $z$  плазменный цилиндр в наклонном внешнем магнитном поле, то в такой постановке задачи не представляется возможным получение аналитического решения для компонент электромагнитного поля в плазме.

В данной работе рассматривается следующая модель: плазменный слой ограничен по вертикальной оси  $x$  и безграничен по осям  $y$  и  $z$ . Однородное магнитное поле направлено под углом  $\theta$  к поверхности плазмы (рис. 1). Данная физическая модель применяется для рассмотрения поглощения мощности в компактных геликонных источниках ионов (длина разрядной камеры до 12 см и радиус до 2 см) с неоднородным распределением внешнего магнитного поля от сборок с кольцевыми постоянными магнитами (рис. 2). Цель данной статьи – сделать оценки величин внешнего магнитного поля, углов наклона внешнего магнитного поля, при которых реализуется параксиальное поглощение мощности внутри плазмы газового разряда.

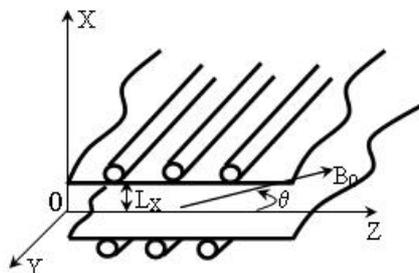


Рис.1. Плоский плазменный слой в наклонном магнитном поле.

Три прямолинейных проводника с током на верхней и нижней границах слоя моделируют трехвитковую антенну ( $m=0$ ).

Численные оценки проводились для типичных экспериментальных условий: рабочие газы гелий и водород; диапазон частот ( $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ce} < \omega_{pe}$ ); возбуждение симметричных электромагнитных мод; частота возбуждения  $\omega = 2\pi f$ , где  $f = 27,12$  МГц, температура электронов 5 эВ, температура ионов 0,1 эВ.

Корректность численных оценок проверялась так же, как и в работах [13, 14] на основе определения глубины проникновения 80 % потока мощности в плазму.

В качестве антенны рассмотрена система прямолинейных проводников с током, которая возбуждает в плазме симметричные электромагнитные волны (рис. 1). Такая токовая система является аналогом витковой антенны в цилиндрической геометрии. Количество токонесущих проводников, на верхней и нижней границе

слоя равно трем, что соответствует трехвитковой антенне для цилиндрической геометрии (рис. 2). Плоский слой плазмы имеет вдоль оси  $x$  толщину  $2L_x = 2,6$  см.

Предполагается, что внутри плоского слоя уже создана плазма с однородным распределением электронной и ионной плотности  $n_{0e} = n_{0i} = n_0$ . Плотность нейтральных атомов рассматриваемого газа задается его давлением. Мы рассматриваем случай, когда частота  $\omega$  больше нижней гибридной частоты  $\omega_{\text{ЛН}} \approx (\omega_{\text{ce}} \times \omega_{\text{ci}})^{1/2}$  в плазме. В этом случае, ионы плазмы можно считать неподвижными.

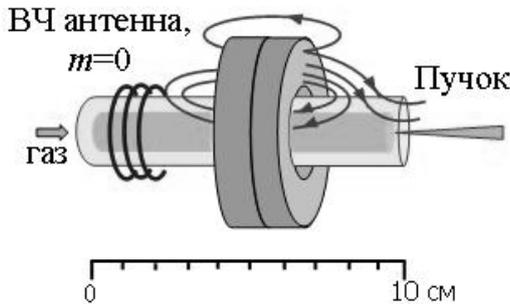


Рис.2. Схема геликонного источника ионов.

Будем искать решение в виде волн, бегущих в положительном направлении оси  $z$ . Решение задачи ищем только для набора  $k_z = (\pi/12; \pi/10; \pi/7)$  см $^{-1}$ . Это соответствует продольным волновым числам, которые возбуждаются в цилиндрической разрядной камере с соответствующими длинами  $L_z = (12; 10; 7)$  см.

Для сборок из кольцевых постоянных магнитов важно знать – какое поглощение мощности они создают локально – в промежутке между магнитами и системой экстракции пучка ионов. В данной постановке задачи распределение амплитуд компонент полей по оси  $z$  неизвестно. Поэтому, интегральное поглощение мощности оцениваем через элемент слоя шириной

$l = 0,1$  см вдоль оси  $z$  и сторонами  $2L_x, 2L_y$  вдоль осей  $x$  и  $y$  соответственно, где  $L_x = 1,3$  см,  $L_y = L_x$ . Величина  $S = 2L_x \times 2L_y$  примерно равна площади поперечного сечения цилиндрической разрядной камеры с радиусом 1,5 см. По мощности, которая поглотится, в рассматриваемом элементе объема можно примерно оценить мощность, которая поглотится за счет механизма парных соударений в промежутке между магнитами и системой экстракции пучка.

### ТЕНЗОР ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ, ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ КОМПОНЕНТ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ И ВОЗДУХЕ, ТОК АНТЕННЫ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Для неаксиального магнитного поля тензор диэлектрической проницаемости холодной магнитоактивной плазмы имеет вид [14]:

$$\varepsilon_{ik}(\omega) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 \sin^2 \theta & ig \cos \theta & \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta \\ -ig \cos \theta & \varepsilon_{\perp} & ig \sin \theta \\ \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta & -ig \sin \theta & \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon'_0 \sin^2 \theta \end{pmatrix} \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол наклона магнитного поля к оси  $z$ .

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости (1) имеют вид [3]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\perp} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} + i \frac{\omega_{pe}^2 (\omega^2 + \omega_{ce}^2) \nu_{eff}}{\omega (\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} + i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega k_z \nu_{Te}} \left[ \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_{ce})^2}{2k_z^2 \nu_{Te}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(\omega + \omega_{ce})^2}{2k_z^2 \nu_{Te}^2}\right) \right] \\ g &= \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{\omega (\omega^2 - \omega_{ce}^2)} + i \frac{2\omega_{pe}^2 \omega_{ce} \nu_{eff}}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)^2} + i \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega k_z \nu_{Te}} \left[ \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_{ce})^2}{2k_z^2 \nu_{Te}^2}\right) - \exp\left(-\frac{(\omega + \omega_{ce})^2}{2k_z^2 \nu_{Te}^2}\right) \right] \\ \varepsilon_{\parallel} &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + i \frac{\omega_{pe}^2 \nu_{eff}}{\omega^3} + i \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{k_z^3 \nu_{Te}^3} \exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_z^2 \nu_{Te}^2}\right), \varepsilon'_0 = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} \end{aligned}$$

где  $\omega_{pe}$  – частота ленгмюровских колебаний,  $\omega_{ce}$  – циклотронная электронная частота,  $\omega_{ci}$  – циклотронная частота для ионов,  $\nu_{Te}$  – тепловая скорость электронов плазмы,  $\nu_{eff}$  – эффективная частота соударений, она состоит из соударений электронов с нейтралами и электронов с ионами плазмы.

Для решения задачи электромагнитные поля в плазме и вакуумных областях ищем в виде:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= (\vec{e}_x E_x(x) + \vec{e}_y E_y(x) + \vec{e}_z E_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)], \\ \vec{H} &= (\vec{e}_x H_x(x) + \vec{e}_y H_y(x) + \vec{e}_z H_z(x)) \exp[i(k_z z - \omega t)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Выражения (2) соответствуют бегущей волне. Линейная плотность тока антенны для одного проводника с током имеет вид:

$$\vec{j}_a = \vec{e}_y j_y(x) \exp[i(k_z z - \omega t)]. \quad (3)$$

Амплитуда плотности тока антенны имеет вид:

$$j_y(x) = (I_A / L_z) \cdot \delta(x - x_A), \quad (4)$$

где:  $I_A$  – амплитуда тока, принимаем ее равной 2 А, что характерно для экспериментальных условий;  $x_A$  – координата расположения проводника с током по оси  $x$ , принимаем ее равной  $L_x$ ;  $\delta(x - x_A)$  – дельта

функция Дирака.

Так как рассматриваются волны с частотами  $\omega > \omega_{\text{ЛН}}$ , то в тензоре диэлектрической проницаемости учитываем только электронную компоненту плазмы. В компонентах тензора  $\varepsilon_{\parallel}$ ,  $\varepsilon_{\perp}$ ,  $g$  удерживаем слагаемые, которые описывают бесстолкновительное затухание волн. Поступаем так, поскольку для  $f = 13,56$  МГц, влияние этих слагаемых существенно [2]. Для рассматриваемых нами  $k_z$  и параметров плазмы при  $f = 27,12$  МГц затухание Ландау не наблюдается [6, 7]. Антиэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости, которая определяет процессы поглощения мощности электронной подсистемой за счет механизма парных соударений, содержит эффективную частоту соударений электронов, как с нейтральными атомами, так и с образовавшимися ионами рассматриваемого газа:

$$v_{\text{eff}} = v_{en} + v_{ei} \quad (5)$$

Для гелиевой плазмы при температуре электронов 5 эВ и давлении нейтрального газа 1 мТорр  $v_{en} = 2,7$  МГц, для водородной плазмы с такими же параметрами  $v_{en} = 4,7$  МГц. Кулоновские соударения электронов с ионами  $v_{ei}$  учитывались с проведением усреднения по максвелловской функции распределения электронов по скоростям.

Напряженности электрического и магнитного поля (2) удовлетворяют в плазме системе уравнений Максвелла с тензором диэлектрической проницаемости (1). Подставляя (2) в уравнения Максвелла, получаем систему дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами для Фурье – амплитуд компонент полей:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE_z(x)}{dx} = iA_1 H_y(x) + A_2 E_y(x) - iA_3 E_z(x) \\ \frac{dE_y(x)}{dx} = iA_4 H_z(x) \\ \frac{dH_z(x)}{dx} = A_2 H_y(x) + iA_5 E_y(x) - A_6 E_z(x) \\ \frac{dH_y(x)}{dx} = -iA_3 H_y(x) - A_6 E_y(x) + iA_7 E_z(x) \end{array} \right. \quad (6)$$

Системе уравнений (6) удовлетворяют компоненты электромагнитного поля в виде:

$$E_z(x) = \frac{E_{z1}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z2}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z3}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{z4}}{\Delta_1} \cdot \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$E_y(x) = \frac{E_{y1}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y2}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y3}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{E_{y4}}{\Delta_2} \cdot \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$H_z(x) = \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$H_y(x) = \frac{H_{y1}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^3 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y2}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a^2 \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y3}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \kappa_a \cdot \exp(\kappa_a x) \cdot C_a + \frac{H_{y4}}{\Delta_3} \cdot \sum_{a=1}^4 \exp(\kappa_a x) \cdot C_a,$$

$$H_x(x) = -\frac{k_z}{\omega \mu_0} E_y(x),$$

$$E_x(x) = \frac{k_z}{\omega \varepsilon_0 \alpha_1} H_y(x) - i \frac{g \cos \theta}{\alpha_1} E_y(x) - \frac{\alpha_3}{\alpha_1} E_z(x),$$

$$\alpha_1 = \varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 \sin^2 \theta,$$

$$\alpha_3 = \varepsilon'_0 \sin \theta \cos \theta. \quad (7)$$

где  $\kappa_a$  – корень уравнения четвертой степени с номером  $a$ , это уравнение будет обсуждаться ниже;  $C_a$  – неизвестные константы, которые определяются после удовлетворения граничным условиям.

Коэффициенты  $A_1$ – $A_3$ ,  $E_{z1}$ – $E_{z4}$ ,  $E_{y1}$ – $E_{y4}$ ,  $H_{y1}$ – $H_{y4}$ , выражаются через  $A_1$ – $A_7$ , имеют громоздкий вид, поэтому здесь приводятся только выражения для  $A_1$ – $A_7$ :

$$A_1 = \omega \mu_0 \left( \frac{k_z^2}{k^2 \alpha_1} - 1 \right), A_2 = \frac{g k_z \cos \theta}{\alpha_1}, A_3 = \frac{k_z \alpha_3}{\alpha_1}, A_4 = \omega \mu_0, A_5 = \omega \varepsilon_0 \left( \varepsilon_{\perp} - \frac{k_z^2}{k^2} - \frac{g^2 \cos^2 \theta}{\alpha_1} \right), \quad (8)$$

$$A_6 = g \omega \varepsilon_0 \left( \frac{\alpha_3 \cos \theta}{\alpha_1} + \sin \theta \right), A_7 = \omega \varepsilon_0 \left( \frac{\alpha_3^2}{\alpha_1} + (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \sin^2 \theta - \varepsilon_{\parallel} \right).$$

Для областей вне плазменного слоя уравнения Максвелла с учетом разложения полей (2) дают следующие выражения для компонент электромагнитного поля:

При ( $x > 0$ )

$$\begin{aligned} E_z(x) &= \gamma_3 B_2 \exp(-|k_{\perp}|x), \\ E_y(x) &= -i\gamma_2 B_1 \exp(-|k_{\perp}|x), \\ H_z(x) &= \gamma_1 B_1 \exp(-|k_{\perp}|x), \\ H_y(x) &= i\gamma_4 B_2 \exp(-|k_{\perp}|x). \end{aligned} \quad (9)$$

При ( $x < 0$ )

$$\begin{aligned} E_z(x) &= \gamma_3 D_2 \exp(|k_{\perp}|x), \\ E_y(x) &= i\gamma_2 D_1 \exp(|k_{\perp}|x), \\ H_z(x) &= \gamma_1 D_1 \exp(|k_{\perp}|x), \\ H_y(x) &= -i\gamma_4 D_2 \exp(|k_{\perp}|x). \end{aligned} \quad (10)$$

$$k_{\perp}^2 = k^2 - k_z^2; \quad k^2 = \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0,$$

где  $B_1, B_2, D_1, D_2$  – неизвестные константы, которые определяются при удовлетворении граничным условиям;  $k_{\perp}$  – поперечное волновое число в вакууме,

$$\gamma_1 = 1; \gamma_2 = \frac{\omega \mu_0}{|k_{\perp}|}, \gamma_3 = 1, \gamma_4 = \frac{\omega \varepsilon_0}{|k_{\perp}|}.$$

Интегральное поглощение ВЧ – мощности вычисляется по формуле

$$P_{abs}(x) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \iiint_V P(x) dV. \quad (11)$$

Интегрирование проводим по элементу объема, о котором говорилось ранее. Выражение под интегралом в (11) определяет пространственное распределение поглощаемой ВЧ – мощности. Для неаксиального магнитного поля с учетом тензора (1), получаем:

$$\begin{aligned} P(x) &= \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \left[ \operatorname{Im}(\varepsilon_{\perp} + \varepsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_x(x)|^2 + \operatorname{Im} \varepsilon_{\perp} |E_y(x)|^2 + \operatorname{Im}(\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon'_0 s_1^2) \cdot |E_z(x)|^2 + \operatorname{Im} g (\operatorname{Im} E_x(x) \operatorname{Re} E_y(x) - \right. \\ &- \operatorname{Im} E_y(x) \operatorname{Re} E_x(x)) \cdot c_1 + \operatorname{Im} g (\operatorname{Im} E_y(x) \operatorname{Re} E_z(x) - \operatorname{Im} E_z(x) \operatorname{Re} E_y(x)) \cdot s_1 + 2(\operatorname{Re} E_x(x) \operatorname{Re} E_z(x) + \\ &\left. + \operatorname{Im} E_x(x) \operatorname{Im} E_z(x)) \cdot s_1 \cdot c_1 \right] \end{aligned} \quad (12)$$

где  $s_1 = \sin \theta, c_1 = \cos \theta$ .

Граничные условия записываются для Фурье – амплитуд компонент полей и Фурье – амплитуд плотности тока антенны.

Тангенциальные компоненты электрического поля непрерывны на границе раздела «плазма – вакуум»  $x = \pm L_x$ :

$$E_z^{pl} = E_z^{vac}, E_y^{pl} = E_y^{vac}.$$

Тангенциальные компоненты магнитного поля на границе раздела «плазма – вакуум»  $x = \pm L_x$  удовлетворяют условию:

$$H_z^{pl} - H_z^{vac} = j_y$$

После «сшивки» граничных условий получаем систему алгебраических уравнений относительно неизвестных констант  $C_a$  в плазме и  $B_1, B_2, D_1, D_2$  для областей вне плазменного слоя. Решая систему уравнений, определяем неизвестные константы и получаем выражения для Фурье – амплитуд компонент электромагнитного поля в плазменном слое.

### ДИСПЕРСИЯ ВОЛН

Собственные числа, которые удовлетворяют системе уравнений (6) это поперечные волновые числа, возбуждаемых в плазменном слое электромагнитных волн. Задача на собственные числа дает уравнение четвертой степени вида:

$$a\kappa^4 + b\kappa^3 + c\kappa^2 + d\kappa + e = 0 \quad (13)$$

коэффициенты  $a, b, c, d, e$  имеют вид:

$$\begin{aligned} a &= 1.0, \quad b = 2iA_3, \quad c = A_7 A_1 + A_5 A_4 - A_3^2, \quad d = 2i(A_6 A_2 A_4 + A_5 A_4 A_3), \\ e &= A_4 A_6^2 A_1 - 2A_4 A_6 A_2 A_3 + A_4 A_7 A_5 A_1 - A_4 A_3^2 A_5 + A_4 A_7 A_2^2. \end{aligned}$$

Численный анализ уравнения (13) в бесстолкновительном пределе дает следующие результаты для дисперсии электромагнитных волн. На рис. 3,4 для гелиевой плазмы и рис. 5 для водородной плазмы видно, что возможны два принципиально различных случая дисперсии электромагнитных волн. В плазме могут

существовать волна ТГ (рис. 3b,d,f, 5b) и геликонная волна (область  $k_x > 0$ ) и локальные колебания электромагнитного поля (область  $k_x < 0$ ). Эти колебания зарождаются в слое горячих электронов на периферии плазменного разряда и переносятся этим слоем вглубь плазмы вдоль силовых линий магнитного поля [13, 14].

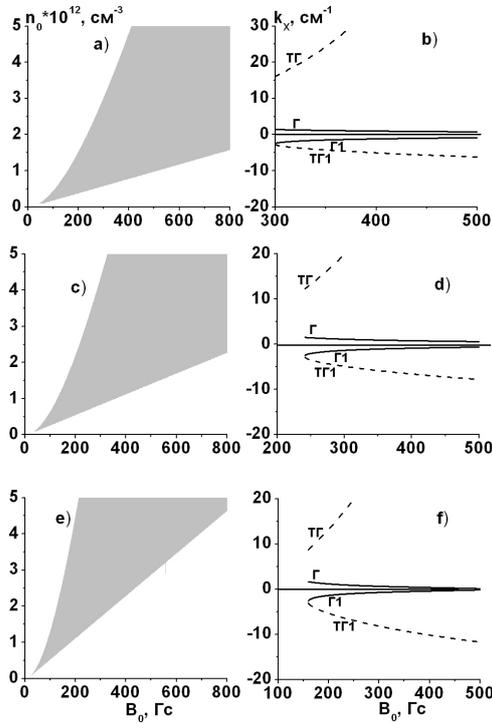


Рис. 3. Области прозрачности (область тонированная) и дисперсионные характеристики волн в плазменном слое при угле наклона магнитного поля  $\theta = 1^\circ$ .  $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; а), б)  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ ; в), д)  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ ; е), ф)  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

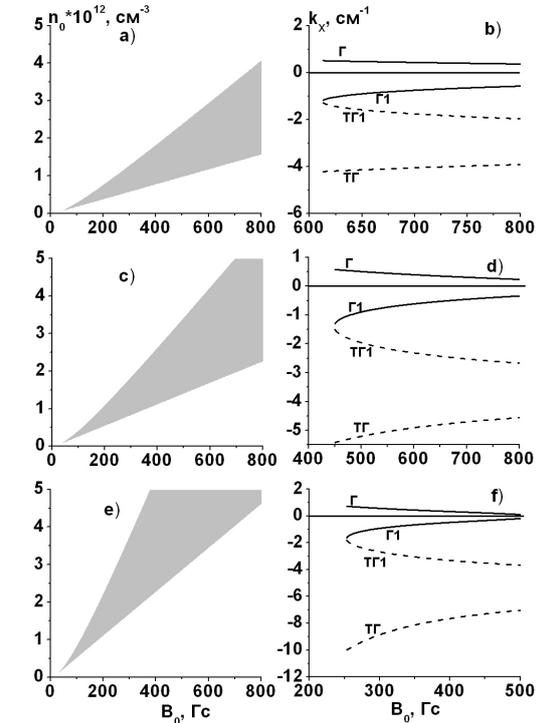


Рис. 4. Области прозрачности и дисперсионные характеристики волн в плазменном слое при угле наклона магнитного поля  $\theta = 5^\circ$ .  $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; а), б)  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ ; в), д)  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ ; е), ф)  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

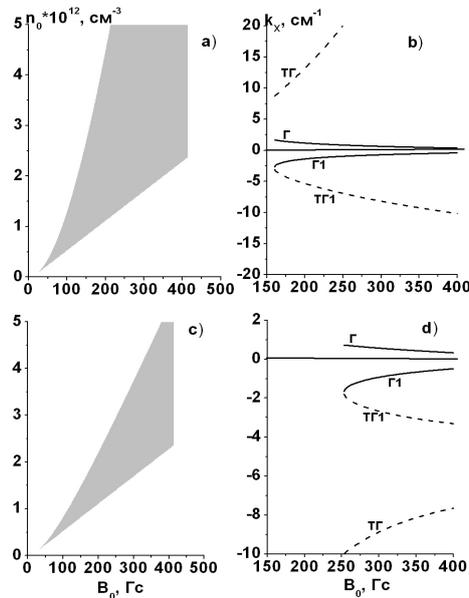


Рис. 5. Области прозрачности и дисперсионные характеристики волн в плазменном слое при угле наклона магнитного поля а), б)  $\theta = 1^\circ$ ; в), д)  $\theta = 5^\circ$ ;  $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$

В плазме может существовать (рис.4b,d,f, 5d) геликонная волна (область  $k_x > 0$ ), а остальные три решения соответствуют выше обозначенным колебаниям.

При одном и том же угле наклона внешнего магнитного поля с увеличением  $k_z$  колебания становятся более

мелкомасштабными (увеличивается модуль отрицательных значений  $k_x$ ). При одном и том же  $k_z$  с увеличением угла наклона магнитного поля колебания становятся более крупномасштабными (уменьшается модуль отрицательных значений  $k_x$ ).

Из дисперсионных кривых следует, что диапазон магнитных полей связан с определенным значением плотности плазмы, углом наклона магнитного поля и величиной  $k_z$ . В таблицах 1 - 4 приведены данные для плотности плазмы  $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Кроме того, из рис.3,4,5 следует, что с увеличением угла наклона магнитного поля область прозрачности сужается.

Таблица 1.

Гелиевая плазма  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ 

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	300 – 823
2	368 – 823
3	444 – 823
4	526 – 823
5	613 – 823

Таблица 2.

Гелиевая плазма  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ 

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	241 – 800
2	286 – 800
3	337 – 800
4	392 – 800
5	449 – 800

Таблица 3.

Гелиевая плазма  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$ 

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	160 – 517
2	181 – 517
3	203 – 517
4	228 – 517
5	253 – 517

Таблица 4.

Водородная плазма  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$ 

Угол, град	Магнитное поле, Гс
1	160 – 410
2	181 – 410
3	203 – 410
4	228 – 410
5	253 – 410

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Численные результаты для гелиевой и водородной плазмы были получены с учетом Фурье – амплитуд компонент электромагнитного поля в плазменном слое и формул (11) и (12) для интегрального поглощения мощности. Данные численные оценки проводились для анализа локального поглощения мощности в зависимости от угла входа в плазму магнитного поля, давления нейтрального газа, плотности плазмы, частоты внешнего возбуждения.

На рис. 6, 7, для гелиевой плазмы с плотностью  $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ ;  $\pi/10 \text{ см}^{-1}$ , соответственно, показано интегральное поглощение мощности в указанном выше элементе объема плазменного слоя. А также распределение поглощения по координате  $x$  ( $0 < x < L_x = 1,3 \text{ см}$ ) в зависимости от угла входа магнитного поля в плазму и величины этого магнитного поля. Видно, что с увеличением давления максимумы интегрального поглощения мощности достигаются при несколько более сильных внешних магнитных полях  $B_0$ . Для давления  $p = 6 \text{ мТорр}$  максимумы интегрального поглощения мощности на рисунках 6а, 6с относятся к магнитным полям 626 Гс, 742 Гс; 15 мТорр – к 632 Гс, 757 Гс. На рисунках 7а, 7с для давления  $p = 6 \text{ мТорр}$  максимумы интегрального поглощения мощности, относятся к магнитным полям 503 Гс, 578 Гс; для давления 15 мТорр – к 512 Гс, 590 Гс. Графики распределения поглощения по координате  $x$  (рис 6б, 6д, 7б, 7д) построены для выше указанных значений магнитного поля. Видно, что величины магнитных полей для  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$  примерно на 100 Гс меньше, чем для случая с  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ . Численные оценки показывают, что для гелия дальнейшее увеличение  $k_z$ , т.е. длина разрядной камеры менее 10 см, не позволяет создавать параксиальное поглощение мощности для плотности плазмы  $n_0 > 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Для гелиевой плазмы с плотностью  $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ ,  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$  были получены следующие результаты (рис. 8). Для давления  $p = 6 \text{ мТорр}$  максимумы интегрального поглощения мощности, на рисунках 8а, 8с, 8е, относятся к магнитным полям 771 Гс, 619 Гс, 713 Гс; для давления 15 мТорр – к 780 Гс, 632 Гс, 728 Гс. Графики распределения поглощения по координате  $x$  (рис 8б, 8д, 8ф) построены для выше указанных значений магнитного поля.

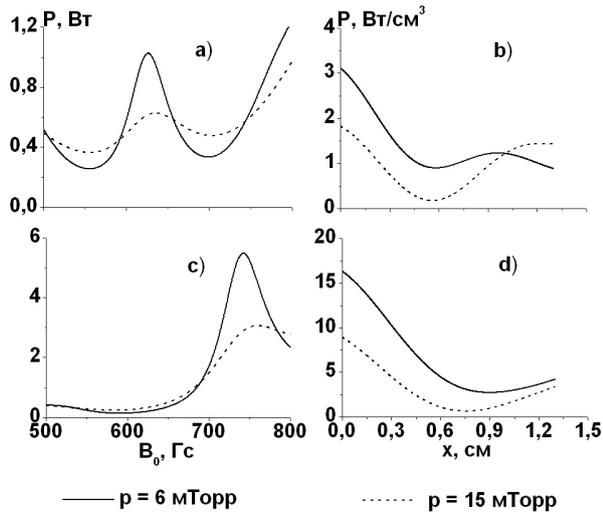


Рис. 6. Поглощение мощности, интегральное и по координате  $x$ , для  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ : а), б)  $\theta = 3^\circ$ ; в), д)  $\theta = 3,5^\circ$

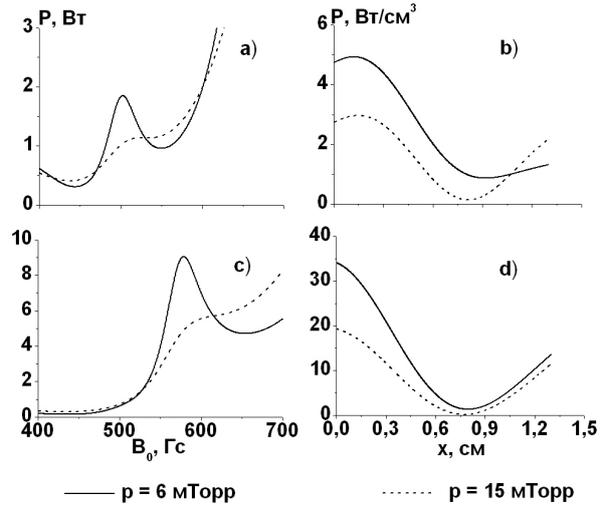


Рис. 7. Поглощение мощности, интегральное и по координате  $x$  для  $k_z = \pi/10 \text{ см}^{-1}$ : а), б)  $\theta = 3,5^\circ$ ; в), д)  $\theta = 4^\circ$

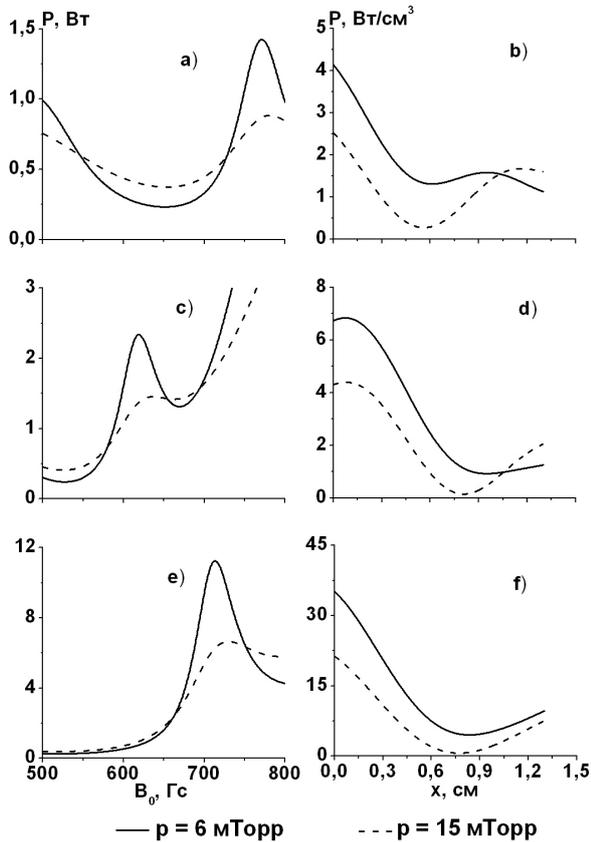


Рис. 8. Поглощение мощности интегральное и по координате  $x$  для а), б)  $k_y = \pi/12 \text{ см}^{-1}, \theta = 3^\circ$ ; в), д)  $k_y = \pi/10 \text{ см}^{-1}, \theta = 3,5^\circ$ ; е), ф)  $k_y = \pi/10 \text{ см}^{-1}, \theta = 4^\circ$

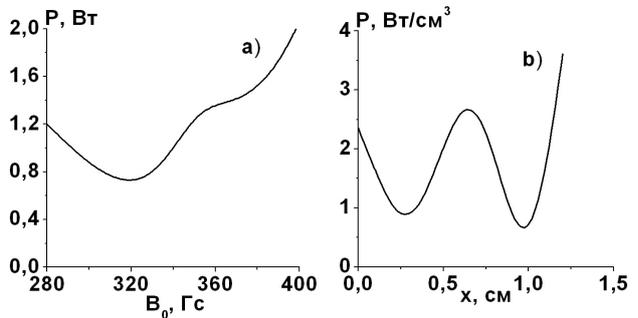


Рис. 9. Поглощение мощности интегральное и по координате  $x$  для  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$ : а), б)  $\theta = 4^\circ$

Для водородной плазмы численные расчеты показали, что параксиальное поглощение мощности для плазмы с плотностью  $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  возможно только при  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$ . Это связано в том числе и с тем, что условие  $\omega = \omega_{\text{ЛН}}$  для водородной плазмы выполняется при  $B_0 = 413 \text{ Гс}$ , что практически в 2 раза меньше чем у гелия (рис. 5).

На рис. 9 для водородной плазмы плотности  $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при  $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$ , показаны зависимости интегрального поглощения мощности и распределения поглощения по координате  $x$ . Графики (рис. 9) построены для давления нейтрального газа 6 мТорр. Повышение давления выше 6 мТорр не позволяет получать параксиальное поглощение мощности. Максимум интегрального поглощения мощности на рис. 9а относится к

магнитному полю  $B_0 = 355$  Гс. График на рис. 9b построен для этого значения магнитного поля.

Проведем оценку формулы (12) для пространственного распределения поглощаемой ВЧ – мощности в неаксиальном магнитном поле. В геликонном диапазоне частот для компонент тензора диэлектрической проницаемости в бесстолкновительном пределе справедливо неравенство [1]:

$$\varepsilon_{\perp} \ll N^2 \ll |g| \ll |\varepsilon_{\parallel}| \tag{14}$$

С учетом неравенства формулу (12) можно привести к виду:

$$P(x) = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} \cdot \text{Im}(\varepsilon_{\parallel}) \cdot [\sin^2 \theta \cdot |E_x(x)|^2 + |E_z(x)|^2] \tag{15}$$

На примере рис. 6а для давления нейтрального газа 6 мТорр сопоставим расчеты по точной формуле (12) и приближенной формуле (15). В формуле (15) оценим вклад каждого из слагаемых.

На рис. 10b видно, что первое слагаемое в формуле (15) дает вклад около 30 % при резонансе поглощения мощности за счет механизма парных соударений. Второе слагаемое (рис 10 с) вносит вклад около 70 %.

Каждая из компонент электрического поля в формуле (15) содержит четыре слагаемых (7). Каждое из этих четырех слагаемых связано с определенной дисперсионной ветвью (рис. 3–5). В формулу для расчета компоненты  $E_x$  кроме поля  $E_z$  входят поля  $H_y$  и  $E_y$ . Проанализируем поведение амплитуд компонент  $E_x, E_y, E_z, H_y$  для каждой дисперсионной ветви на примере параметров рис. 6а.

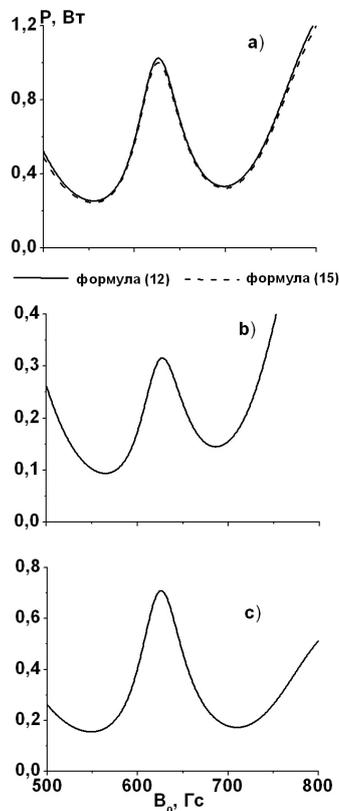


Рис. 10. Сопоставление расчетов для параметров рисунка 6а: а) по формуле (12) и (15), б) вклад в поглощение первого слагаемого в формуле (15), с) вклад в поглощение второго слагаемого в формуле (15)

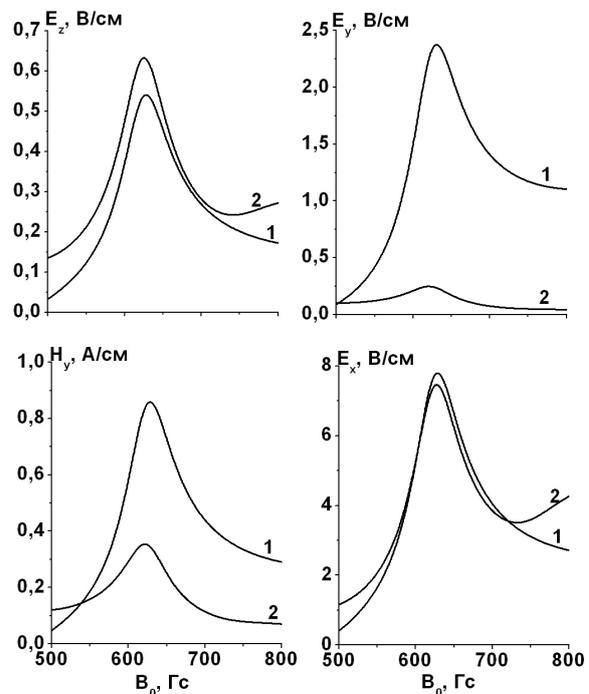


Рис. 11. Интегральные зависимости, усредненные на интервале от 0 до  $L_x$ , для амплитуд компонент электрического и магнитного полей

На рис. 11 показано, что резонансные отклики компонент электрического и магнитного поля соответствуют дисперсионным ветвям (рис. 3-5) Г1 (линия 1) и ТГ1 (линия 2). Этим резонансным откликам обязан в свою очередь и резонанс поглощения мощности на рис. 6а. Электрические и магнитные поля двух других дисперсионных ветвей вносят малый вклад в поглощение мощности и не обнаруживают резонансного поведения с изменением внешнего магнитного поля.

Приведем оценку глубины проникновения  $\delta x$  потока мощности в плазму. Предварительно вычислялась величина  $dQ_x = [\vec{E} \times \vec{H}]_x \cdot dz$  и проверялось условие:

$$Q_x(x = \delta x) = 0,2 Q_x(x = 0) \tag{14}$$

Условие (14) определяет толщину центральной части слоя, в которой поглощается волна, а именно глубину 80 % проникновения потока мощности в плазму.

Для рис. 6а при давлении  $p = 6$  мТорр получаем  $\delta x = 0,95$  см, при  $p = 15$  мТорр  $\delta x = 1$  см.

Для рис. 7а при  $p = 6$  мТорр  $\delta x = 0,9$  см, при  $p = 15$  мТорр  $\delta x = 1,05$  см.

Для рис. 8а при  $p = 6$  мТорр  $\delta x = 0,97$  см, при  $p = 15$  мТорр  $\delta x = 1,03$  см.

Для рис. 8с при  $p = 6$  мТорр  $\delta x = 0,9$  см, при  $p = 15$  мТорр  $\delta x = 1,07$  см.

Для водородной плазмы с плотностью  $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (рис. 9а) величина  $\delta x$  составляет 0,86 см.

Величины  $\delta x$  меньше  $L_x$ , поэтому данную упрощенную физическую модель можно применять для численных оценок поглощения мощности в цилиндрических разрядных камерах компактных ионных источников.

### ВЫВОДЫ

Из четырех дисперсионных ветвей (рис. 3 - 5) только две из них Г1, ТГ1 принимают участие в резонансном вводе мощности в параксиальную область плазменного слоя.

Для разрядных камер с длиной  $L_z = 12$  см ( $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ ) и  $L_z = 7$  см ( $k_z = \pi/7 \text{ см}^{-1}$ ) и однородного магнитного поля [6, 7] было показано, что ввод мощности в приосевую область возможен: для гелия при  $p = 6$  мТорр до плотности  $n_0 = 1,8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , при  $p = 10$  мТорр до плотности  $n_0 = 1,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ; для водорода при  $p = 6$  мТорр  $n_0 < 1,8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , при  $p = 10$  мТорр  $n_0 < 1,2 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Для распределений поглощения по координате  $x$  (рис. 6,7,8) видно, что оно носит параксиальный характер даже при увеличении давления до 15 мТорр, что невозможно в случае однородного магнитного поля.

Из рисунков 3,4,5 для областей прозрачности можно видеть, что повышение плотности плазмы сопровождается увеличением значений магнитного поля, при которых данная плотность плазмы может быть создана. Увеличение магнитного поля ухудшает эмиттансные характеристики извлекаемого пучка [15]. Кроме того, повышение плотности плазмы приводит к изменению границы плазмы в системе экстракции и необходимости подавать большее напряжение на плазменные электроды системы экстракции. Учитывая данные обстоятельства, возможность параксиального поглощения мощности рассматривалась для плотностей плазмы  $n_0 = 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Численные оценки выполнены для гелиевой и водородной плазмы при  $k_z = \pi/12 \text{ см}^{-1}$ ;  $\pi/10 \text{ см}^{-1}$ ;  $\pi/7 \text{ см}^{-1}$ , что позволяет рассматривать создание одной и той же плотности плазмы на разных диапазонах магнитного поля.

Для рассматриваемых величин  $k_z$  параксиальное поглощение мощности возможно только в малом интервале угла наклона внешнего магнитного поля, до  $\theta = 4^\circ$ . Углы наклона более  $4^\circ$  дают периферийное поглощение мощности.

Поскольку интегральная оценка поглощения мощности делается для локального объема, о котором говорилось ранее, не все результаты расчетов можно рекомендовать для реализации реального эксперимента. На рис. 6 только режим 6а, поскольку при  $p = 6$  мТорр на длине 1 см на столкновениях поглотится примерно 10 Вт мощности. А с учетом мощности, которая выносится из разряда электронами и ионами плазмы [16], примерно 150 Вт. На рис. 7 только режим 7а, так как при  $p = 6$  мТорр на длине 1 см на столкновениях поглотится около 20 Вт мощности, а с учетом выносимой из разряда мощности около 160 Вт. На рис. 8, режимы 8а и 8с.

Для водородной плазмы (рис. 9) плотностью  $n_0 = 4 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при  $p = 6$  мТорр на длине 1 см на столкновениях поглотится примерно 15 Вт мощности, с учетом выносимой из разряда мощности около 350 Вт.

Необходимо, чтобы область магнитного поля с углами наклона магнитного поля, для которых было определено параксиальное поглощение мощности, находилась как можно ближе к области экстракции заряженных частиц источника ионов.

Выполнена оценка адекватности применения модельной (плоской) геометрии для решения задачи.

Выражаем благодарность ведущему научному сотруднику Института, доктору физ. – мат. наук Пономареву Александру Георгиевичу за замечания, которые способствовали более полному изложению отдельных важных вопросов, затронутых в настоящей статье.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shamrai K.P., Taranov V.B. Resonance wave discharge and collisional energy absorption in helicon plasma source // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1994. – Vol. 36. – P.1719.
2. Aleksandrov A.F., Vorob'ev N.F., Kral'kina E.A., Obuhov V.A., Ruhadze A.A. Teoriya kvazistaticheskikh plazmennyyh istochnikov // Zhurnal tehnicheckoj fiziki. – 1994. – T.64. – S. 53.
3. Aleksandrov A.F., Bugrov G.E., Vavilin K.V., Kerimova I.F., Kondranin S.G., Kral'kina E.A., Pavlov V.B., Plaksin V.Ju., Ruhadze A.A. Samosoglasovannaya model' VCh induktivnogo istochnika plazmy, pomeshennogo vo vneshnee magnitnoe pole // Fizika plazmy. – 2004. – T. 30. – S. 434.
4. Shamrai K.P., Taranov V.B. Volume and surface RF power absorption in a helicon plasma source // Plasma Sources Sci. Technol – 1996. – Vol. 5. – P. 474.
5. Miroshnichenko V.I., Mordik S.N., Olshansky V.V., Stepanov K.N., Storizhko V.E., Sulkio-Cleff B., Voznyy V.I. Possibility to increase RF ion source brightness for nuclear microprobe applications // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2003. – Vol. 201 – P. 630.

6. Aleksenko O.V., Miroshnichenko V.I., Mordik S.N. Prostranstvennoe raspredelenie poter' VCh elektromagnitnogo polja v plazmenom istochnike gelikonnogo tipa // Fizika plazmy. – 2014. – T. 40. – S. 764.
7. Alexenko O.V., Miroshnichenko V.I., Mordik S.N. Resonant RF electromagnetic field input in the helicon plasma ion source // Problems of atomic science and technology. – 2014. – No.5. – P.153.
8. Chevalier G., Chen F.F. Experimental modeling of inductive discharges // J. Vac. Sci. Technol. A. – 1993. – Vol. 11. – P. 1165.
9. Braginskij O.V., Vasil'eva A.N., Kovalev A.S. Gelikonnaya plazma v neodnorodnom magnitnom pole // Fizika plazmy. – 2001. – T.27. - S.741.
10. Guo X.M., Scharer J., Mouzouris Y., Louis L. Helicon experiments and simulations in nonuniform magnetic field configurations // Phys. Plasmas. – 1999. – Vol. 6. – P. 3400.
11. Gilland J., Breun R., Hershkowitz N. Neutral pumping in a helicon discharge // Plasma Sources Sci. Technol. – 1998. – Vol. 7. – P. 416.
12. Chen F.F. The low-field density peak in helicon discharges // Phys. Plasmas. – 2003. – Vol. 10. – P. 2586.
13. Shamraj K.P., Virko V.F., Virko Ju.V., Kirichenko G.S. Povyshenie effektivnosti gelikonno razrjada v shodyashemsya magnitnom pole // VANT. – 2003. – No.4. – S.241.
14. Shamrai K.P., Virko V.F., Virko Yu.V., Kirichenko G.S. Wave phenomena, hot electrons, and enhanced plasma production in a helicon discharge in a converging magnetic field // Physics of plasmas. – 2004. – Vol. 11. – P. 3888.
15. Geller R. Electron Cyclotron Resonance Ion Sources and ECR Plasma. – Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 1996. – 308p.
16. Lieberman M. A., Lichtenberg A. J. Principles of Plasma Discharge and Material Processing. – N.Y.: John Wiley & Sons, 2005. – 330p.

PACS: 25.10.+s, 25.20.-x, 25.30.Dh

## UNIFIED DESCRIPTION OF PHOTO AND ELECTRO PROCESSES ON LIGHT NUCLEI IN COVARIANT APPROACH WITH EXACTLY CONSERVED EM CURRENT

**P.E. Kuznietsov**

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

*e-mail: [kuznietsov@ukr.net](mailto:kuznietsov@ukr.net)*

Received March 2, 2015

Generalized gauge invariant electro-break up process amplitude is considered. One is a sum of traditional pole series and the regular part. The deposits of regular part of amplitude, and its physical sense, are explored. A transition from virtual to real photon is considered in photon point limit  $q^2 \rightarrow 0$ . The general analysis for electro-break up process of component scalar system is given. Precisely conserved nuclear electromagnetic currents at arbitrary  $q^2$  are received.

**KEY WORDS:** regular part of amplitude, electro-break up process, photo-break up process, limit of the amplitude, light nuclei

### ЄДИНИЙ ОПИС ФОТО ТА ЕЛЕКТРО ПРОЦЕСІВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ У КОВАРІАНТНОМУ ПІДХОДІ З ЕМ СТРУМОМ ЩО ТОЧНО ЗБЕРІГАЄТЬСЯ

**П.Е. Кузнєцов**

*Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України  
61002, Україна, Харків, вул. Чернишевського, 28, а/я 8812*

Розглядається узагальнена калібрувально-замкнута амплітуда електропроцесу, яка складається з традиційного полюсного ряду та регулярної частини. Вивчено вклад регулярної частини амплітуди та її фізичний зміст. Розглянуто границю амплітуди електропроцесу у переході в фотонну точку ( $q^2 \rightarrow 0$ ), тобто при переході від віртуальних фотонів до реальних. Здійснено загальний аналіз процесу електророзщеплювання складеної скалярної системи. Отримано точне зберігання ядерних електромагнітних токів для довільних  $q^2$ .

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** регулярна частина амплітуди, електророзщеплення, фоторозщеплення, границя амплітуди, легкі ядра

### ОБЪЕДИНЕННОЕ ОПИСАНИЕ ФОТО И ЭЛЕКТРО ПРОЦЕССОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ В КОВАРИАНТНОМ ПОДХОДЕ С ТОЧНО СОХРАНЯЮЩИМСЯ ЭМ ТОКОМ

**Ф.Э. Кузнєцов**

*Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України  
61002, Україна, Харків-2, ул. Чернышевского, 28, а/я 8812*

Рассмотрена обобщенная калибровочно-замкнутая амплитуда электропроцесса, которая состоит из традиционного полюсного ряда и регулярной составляющей. Изучен вклад регулярной части амплитуды и ее физический смысл. Рассмотрен предел амплитуды электропроцесса при переходе в фотонную точку ( $q^2 \rightarrow 0$ ), т.е. при переходе от виртуальных фотонов к реальным. Проведен общий анализ процесса электрорасщепления составной скалярной системы. Получено точное сохранение ядерных электромагнитных токов при произвольных  $q^2$ .

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** регулярная часть амплитуды, электрорасщепление, фоторасщепление, предел амплитуды, легкие ядра

The main goal of present paper is to explore the properties of generalized gauge-invariant amplitude. The main aspect in exploration of electro process on light nuclei is detection of the amplitudes regular part role, as compactness measure of compound strongly connected system. Electromagnetic aspect of amplitudes regular part is that one can reconstruct the deposit of many-particle electric intersections in addition to one-particle mechanisms. In addition, this part determines the requirement of total hadron current conservation. Moreover, amplitudes regular part expands the upper bound of vertex function classes, which does not lead to the cross-section increment with the respect to photon energy enlargement.

Universality of electromagnetic interaction in form of minimal connection consists in the following statement. Photons ( $q^2 = 0$ ) with polarization vectors  $\varepsilon_\mu$  and  $\varepsilon_\mu + \lambda q_\mu$  and arbitrary parameter  $\lambda \in (-\infty; +\infty)$  are indistinguishable during the interaction  $e\varepsilon_\mu J^\mu$  only with conserved current  $q_\nu J^\nu = 0$ . There is opinion in literature

[1, 2], that in processes with virtual photons ( $q^2 \neq 0$ ) gauge arbitrariness of virtual photon propagator (longitudinal

part  $\tilde{\varepsilon}_\mu = e \frac{j^\nu(\text{lepton})}{q^2} (-g_{\nu\mu} + \frac{q_\nu q_\mu}{q^2})$ ,  $\tilde{\varepsilon}_\mu q^\mu = 0$  in matrix element  $M = e\tilde{\varepsilon}_\mu J^\mu(\text{hadrons})$ ,

$J^\mu(\text{hadrons}) = \sum_{i=\{s,t,u\}} J_i^\mu$ ) can be removed by conserved lepton current. This only ensures gauge independence for deposits of distinct mechanisms of hadron current  $q_\mu J^\mu(\text{hadrons}) = 0$  even when lepton current is not conserved. In literature, the efforts to outflank such situation lead to suggestion to make additional heuristic substitution  $J_\mu(\text{hadrons}) \rightarrow J_\mu(\text{hadrons}) - \frac{qJ(\text{hadrons})q_\mu}{q^2}$  - gauge zero shifting. Therefore, the matrix element  $M = e\tilde{\varepsilon}_\mu(J_\mu(\text{hadrons}) - \frac{qJ(\text{hadrons})q_\mu}{q^2})$  is zero with the respect to substitution  $\tilde{\varepsilon}_\mu \rightarrow q_\mu$  even if  $q_\mu J^\mu(\text{hadrons}) \neq 0$ . However, if hadron current is not conserved simultaneously with the lepton one then electro-break up amplitude does not have a photon point limit ( $q^2 \rightarrow 0$ ). It means that we cannot exclude unphysical states from time-longitudinal polarizations of virtual photons, during the intersection from virtual photons to the real ones.

### ELECTRO-BREAK UP AMPLITUDE LIMIT IN PHOTON POINT ( $q^2 \rightarrow 0$ )

In view of raised situation, I wish to show that methods, developed in [5-8] and applied in [3,4,9,10] to describe photodisintegration processes on deuterium,  ${}^3\text{He}$  and  ${}^4\text{He}$  nuclei, give us the opportunity to describe electro-break up processes on light nuclei the same way we did before. To do this, we define gauge-invariant amplitude, which corresponds to photodisintegration process of nonlocal scalar field into two scalar fragments. Such amplitude has the following shape (to be precise we consider scalar deuteron, which consists of two scalar nucleons. Ones have the value of masses and charges corresponding to real particles.):

$$M = e\varepsilon_\mu J^\mu, \quad (1)$$

$$e = \sqrt{4\pi\alpha}, \quad (2)$$

$$J^\mu = J_{pol}^\mu + J_{reg}^\mu, \quad (3)$$

$$J_{pol}^\mu = z_s G_s \frac{(d+d')^\mu}{s-m_d^2} + z_t G_t \frac{(p+p')^\mu}{t-m^2} + z_u G_u \frac{(n+n')^\mu}{u-m^2}, \quad (4)$$

$$J_{reg}^\mu = \frac{k^\mu}{kq} (z_t G_t + z_u G_u - z_s G_s), \quad (5)$$

where  $\alpha = 1/137$ ,  $z_{s,t,u}$  - charges of scalar deuteron, proton and neutron in elementary charge units,  $k_\mu$  - relative space-like 4-momentum of  $pn$ -pair,  $k = (0, \vec{p})$ . Vertex functions  $G_i \equiv G(-k_i^2)$ ,  $i = [s, t, u]$  depend on square of appropriate channel relative 4-momentum:  $k_t = \frac{p'-n}{2} = k_s - \frac{q}{2}$ ;  $k_u = \frac{p-n'}{2} = k_s + \frac{q}{2}$ ;  $q = (\omega, \vec{\omega})$ .

The final expression for amplitude  $J_{reg}^\mu$  regular part does not contain a singularity, when proton and neutron are scattered at right angle ( $\theta = 90^\circ$ ). We consider  $\lim_{k_s, q \rightarrow 0} J_{reg}^\mu$  showing this. We factorize the expression using Taylor functional row at the point  $x = -k_s^2$ . Thus, we receive that the expression is defined by the derivative of vertex function  $G(-k_s^2)$  of strong interaction due to the charge conservation law  $z_s = z_t + z_u$ :

$$\lim_{k_s, q \rightarrow 0} \frac{(z_t + z_u)G(-k_s^2) - z_t G(-k_s^2 + qk_s) - z_u G(-k_s^2 - qk_s)}{k_s q} = \lambda \left. \frac{dG(x)}{dx} \right|_{x=-k_s^2}. \quad (6)$$

It is very easy to make sure that pole part of nonlocal current is not conserved:  $q_\mu J_{pol}^\mu = z_s G_s - z_t G_t - z_u G_u$ , in despite of charge conservation:  $z_s - z_t - z_u = 0$ . Further, I am going to show that regular part of total current reclaims described situation. For this, we have to write down the diagram of selected process ( $q^2 \neq 0$ ) (Fig. 1,2). Virtual photon momentum is  $q = E - E'$ .

We consider the limit of intersection from virtual photon to the real one:  $q^2 \rightarrow 0$ . All calculations performed in center of mass system (Fig. 3). We chose this system the way that virtual photon momentum oriented along  $oZ$  axes.

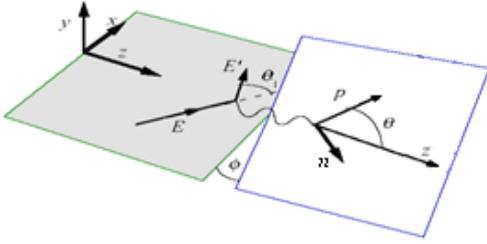


Fig. 1. Electro-break up process of compound scalar system.

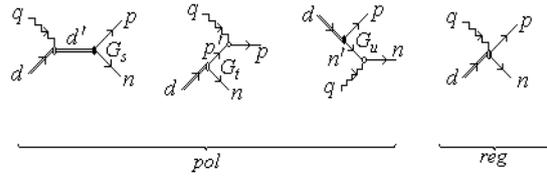


Fig. 2. Gauge invariant electro-break up amplitude of nonlocal scalar field into two scalar fragments.

The angle between virtual photon momentum and proton momentum signed as  $\theta$ . Therefore, coordinates of 4-vectors are:  $\varepsilon_\mu = 1/\sqrt{-q^2}(q_3, 0, 0, \nu)$ ,  $d^\mu = (E_d, 0, 0, -q_3)$ ,  $q^\mu = (\nu, 0, 0, q_3)$ ,  $k^\mu = (0, p \sin \theta, 0, p \cos \theta)$ ,  $p^\mu = (E_p, p \sin \theta, 0, p \cos \theta)$ ,  $n^\mu = (E_n, -p \sin \theta, 0, -p \cos \theta)$ .

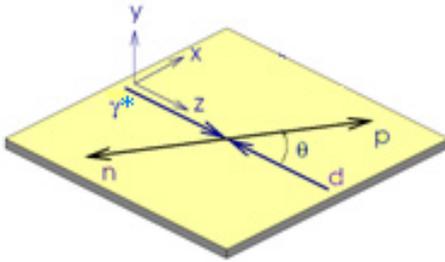


Fig. 3. Center of mass system.

We are going to find amplitudes limit at  $q^2 \rightarrow 0$  in the following way. We split our problem into three identical parts, which depend from the momentums in  $s, t, u$  – channels appropriately. The limit of the amplitude in  $s$  – channel is given by the sum of pole part and the third summand in expression (5):

$$J_{sreg}^\mu + J_{spol}^\mu = z_s G_s \frac{(d + d')^\mu}{s - m_d^2} - \frac{k^\mu}{kq} z_s G_s. \quad (7)$$

From the relation between momentums  $q + d = d'$  (Fig. 2) follows that  $d + d' = q + 2d$ , and, therefore Mandelstam variable  $s = (d + q)^2 = m_d^2 + 2dq + q^2$ . It means that the limit of the expression contained in matrix element of  $s$  – channel can be written down as:

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} q_\mu (J_{sreg}^\mu + J_{spol}^\mu) = z_s G_s \lim_{q^2 \rightarrow 0} \left( \frac{2q_\mu d^\mu + q^2}{m_d + 2dq + q^2 - m_d} - \frac{q_\mu k^\mu}{kq} \right) = z_s G_s \lim_{q^2 \rightarrow 0} \left( \frac{2q_\mu d^\mu}{2dq} - \frac{q_\mu k^\mu}{kq} \right) = 0. \quad (8)$$

In a reciprocal manner one can receive the expressions for  $t, u$  – channels:

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} q_\mu (J_{treg}^\mu + J_{tpol}^\mu) = 0; \quad \lim_{q^2 \rightarrow 0} q_\mu (J_{ureg}^\mu + J_{upol}^\mu) = 0;$$

which also seek to zero, while  $q^2 \rightarrow 0$ . Well then, we satisfy the  $J_{total}^\mu$  conservation requirement:

$$\lim_{q^2 \rightarrow 0} (q_\mu J_{total}^\mu = 0). \quad (9)$$

At this stage, the following question arises. Why the amplitudes final expression does contain just the fragments relative momentum  $k_s$ ? In paper [6] the expression for matrix element of compound system disintegration process was developed:

$$\mathfrak{M}_{reg} = (2\pi)^4 \delta(q + p - p_1 - p_2) \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q, p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)^\mu} + e_2 \frac{\partial G(p_1, p_2 - \lambda q)}{\partial (p_2 - \lambda q)^\mu} \right\}, \quad (10)$$

where  $e_i, p_i, i = \{1, 2\}$  are the charges and momentums of fragments appropriately. Let's concretize the form of the vertex function  $G$  argument. In fact, vertex function depends on the square of relative momentum  $k_s = \frac{E_2}{w} p_1 - \frac{E_1}{w} p_2 = \eta_2 p_1 - \eta_1 p_2$ , where  $\eta_i = E_i/w, i = 1, 2$ , a  $w = E_1 + E_2$  – total energy. At fragments center of mass system, relative 4-momentum  $k_s = (0; \vec{p})$  is space-like,  $p_1 = (E_1; \vec{p}), p_2 = (E_2; -\vec{p})$ . Let's consider the first summand under the integral. We regain the dependence from current value of the relative momentum square:

$$\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G(p_1 - \lambda q; p_2)}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} + \dots \right\} = \varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2}{\partial (p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[(k - \lambda \eta_2 q)^2]}{\partial (k - \lambda \eta_2 q)^2} + \dots \right\}.$$

Here, argument  $(p_1 - \lambda q; p_2)$  of vertex function in terms of relative momentum square

$k_{st}^2(\lambda) = (\eta_2(p_1 - \lambda q) - \eta_1 p_2)^2 = k_s^2 - 2\lambda\eta_2 k_s \cdot q$ ,  $k_{st}^2(1) = k_t^2$ ,  $k_{st}^2(0) = k_s^2$ , defined as  $G[(k_s - \lambda\eta_2 q)^2]$ . Let's rewrite

the integral taking into account the defined argument:  $\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial k_{st}^2}{\partial(p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[k_{st}^2]}{\partial k_{st}^2} + \dots \right\}$ . Now, we calculate the

derivative  $\varepsilon_\mu \frac{\partial k_{st}^2}{\partial(p_1 - \lambda q)_\mu} = \varepsilon_\mu \frac{\partial[\eta_2(p_1 - \lambda q) - \eta_1 p_2]^2}{\partial(p_1 - \lambda q)_\mu} = 2(k - \lambda\eta_2 q)_\beta \eta_2 g^{\beta\mu} \varepsilon_\mu = 2\varepsilon \cdot k \eta_2$ , accounting transverse

condition  $\varepsilon q = 0$ . Initial integral takes the shape

$\varepsilon_\mu \int_0^1 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial(k - \lambda\eta_2 q)^2}{\partial(p_1 - \lambda q)_\mu} \frac{\partial G[(k - \lambda\eta_2 q)^2]}{\partial(k - \lambda\eta_2 q)^2} + \dots \right\} = \varepsilon \cdot k \int_0^1 2\eta_2 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\}$ . Finally, we divide and multiply

this expression by  $k \cdot q$ , therefore integration by  $\lambda$  reduces to the new variable  $d\lambda 2\eta_2 k \cdot q = -dk_{st}^2(\lambda)$ . Totally we

receive:  $\varepsilon \cdot k \int_0^1 2\eta_2 d\lambda \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\} = -\frac{\varepsilon \cdot k}{q \cdot k} \int_0^1 dk_{st}^2(\lambda) \left\{ e_1 \frac{\partial G[k_{st}^2(\lambda)]}{\partial k_{st}^2(\lambda)} + \dots \right\} = -\frac{\varepsilon \cdot k_s}{q \cdot k_s} \{e_1 G[k_{st}^2(1)] - e_1 G[k_{st}^2(0)]\}$ .

Calculating the integral for the second charge  $e_2$  and generalizing the result taking into account the charge conservation

law  $e = e_1 + e_2$  we receive:  $-(2\pi)^4 \delta(p + q - p_1 - p_2) \cdot \frac{\varepsilon \cdot k_s}{q \cdot k_s} \{e_1 G[k_t^2] + e_2 G[k_u^2] - e G[k_s^2]\}$ . Therefore, the matrix

element final expression is:

$$\mathfrak{M}_{reg} = -(2\pi)^4 \delta(p + q - p_1 - p_2) \cdot e \cdot \frac{\varepsilon \cdot k_s}{q \cdot k_s} \{z_1 G[k_t^2] + z_2 G[k_u^2] - z G[k_s^2]\}. \quad (11)$$

This expression does not contain any kinematical singularities. Moreover, one defined by the sum of the change “velocities” of structure formatting interaction in every point of nonlocality. Total expression for covariant amplitude

after photon “insertation” into strongly connected “threetail” takes the form  $\mathfrak{M}_{tot} = e \cdot \frac{F_{\mu\nu} \cdot J_{pol}^\mu k_s^\nu}{q \cdot k_s}$ , where

$F_{\mu\nu} = \varepsilon_\mu q_\nu - \varepsilon_\nu q_\mu$  – EM-field tensor,  $J_{pol}^\mu$  total EM pole current of s-, t- and u-channels.

The inference is that injection into consideration of additional (regular) part ensures the existence of photon point limit. This property provides the opportunity to describe electro break-up processes applying developed covariant approach [5-7].

### GENERAL ANALYSIS OF COMPOUND SCALAR SYSTEM ELECTRO-BREAK UP PROCESS

To carry out calculations of observed characteristics one has to establish the conditions of concrete model, which corresponds to electromagnetic hadron intersection current. We apply developed approach with this objective. The only distinction with the respect to photo processes is the presence of virtual  $\gamma^*$  – quantum. Extra virtuality (tendered by photon line into electromagnetic vertex) leads to the emergence of form-factors instead of charges in electromagnetic currents.

Matrix element of compound scalar system electro break-up process (corresponding to Feynman diagrams on Fig. 2.) has the shape (1) with the amplitudes of appropriate channels (4, 5). For the numerical calculations one has to use realistic form-factors of target and fragments instead of charges in amplitudes. There is a number of articles containing different  $q^2$  – dependence of form-factors. For example, form-factor dependence can be taken from [11,12]. Such dependence fulfills the agreement to the photo process amplitude:  $F_d(q^2 = 0) = z_d$ ;  $F_p(q^2 = 0) = z_p$ ;  $F_n(q^2 = 0) = z_n$ . Values of  $z_d, z_p, z_n$  – are charges of compound system and its constituents in elementary charge units. Gauge invariance of the amplitude has no hesitation. Providing the substitution:  $\varepsilon_\mu^* \rightarrow q_\mu$ , one receive the expression:

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}(\varepsilon_\mu^* \rightarrow q_\mu) &= e \{ F_d(q^2) G_s + [F_p(q^2) + F_n(q^2) - F_d(q^2)] G_s \\ &- F_p(q^2) G_t - F_n(q^2) G_u + F_p(q^2) G_t + F_n(q^2) G_u - [F_p(q^2) + F_n(q^2)] G_s \} = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

As the result, we have the opportunity of light nuclei electro-break up covariant description. Analysis of the results of observable quantities calculations and comparison with experimental data will be given in further articles.

### CONCLUSION

Regular part of gauge invariant amplitude defines the value of electrical many-particle mechanisms dynamical deposit in addition to one-particle (pole) deposit. This statement is in precise agreement with the requirement of gauge invariance. Therefore, in developed covariant approach, the photon point limit of the electro-break up amplitude exists and equals to zero. This property gives the opportunity of unified description of photo and electro processes based on general principles. Application of this approach permits us to receive precisely conserved nuclear electromagnetic currents at arbitrary  $q^2$ . The main notice of the article is the description of interaction between electromagnetic field and bound system of strongly interacting particles. As the result, it was shown that conservation of electromagnetic current in processes with electrons is also very important as in photoreactions.

Finally, author wants to express acknowledgement to the group of Institute of Electrophysics and Radiation Technologies NAS of Ukraine, and especially to Yu.A. Kasatkin and V.F. Klepikov for assistance to publish this article, useful advises and discussions.

### REFERENCES

1. Efimov G.V. Problemy kvantovoj teorii nelokal'nyh vzaimodejstvij. M.: Nauka, Glavnaja redakcija f.m. lit., 1985. 216 s.
2. Slavnov A.A., Faddeev L.D. Vvedenie v kvantovuyu teoriyu kalibrovochnyh polej. – M.: Nauka, 1988.-272s.
3. Koshchii O.E., Kuznietsov P.E. Two particle photodisintegration of He-4: // Ukr. J. Phys. – 2014. – Vol. 59. – No. 2. - P.193-200.
4. Kasatkin Ju.A., Klepikov V.F., Kuznecov F.Je. Dvuhchastichnoe fotorassheplenie legkih yader s sohranyayushhimsya JeM-tokom // VANT. – 2014. – No. 5(93). – S.18–25.
5. Kasatkin Ju.A. Geometricheskij aspekt kalibrovochnyh polej i vozmozhnost' edinogo opisaniya lokal'nyh i nelokal'nyh vzaimodejstvij v KJeD // Pis'ma v JeChAJa. - 2009. - No. 1(149). - S. 41-53.
6. Kasatkin Ju.A. Additional Requirements for Consistent Description of Nonlocal Interactions in QED // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2010. - Vol. 7. – No.2. – P.100-109.
7. Kasatkin Ju.A., Korzh A.P. Dopolnitel'nye usloviya dlya opisaniya nelokal'nyh vzaimodejstvij v KJeD // The Journal of Kharkiv National University, physical series “Nuclei, Particles, Fields”. – 2009. – No.880. – Iss.4(44). - S.31-44.
8. Kasatkin Ju.A. Lokal'naja U(1)-kalibrovochnaya invariantnost' i fotorassheplenie sil'no svyazannyh sistem // Pis'ma v JeChAJa. - 2004. - T.1. – No. 5(122). - S. 30–49.
9. Kasatkin Yu.A., Klepikov V.F., Kuznietsov P.E. Constructing relativistic amplitude satisfying the requirements of conservation EM current and fission  $^3\text{He}$  ( $^3\text{H}$ ) // East Eur. J. Phys. – 2014. - Vol.1. - No.2. – P.40-52.
10. Yu.A. Kasatkin, V.Ph. Klepikov, P.E. Kuznietsov Two-Particle Photodisintegration of the  $^3\text{He}$  and  $^3\text{H}$  Nuclei in a Relativistic Approach with a Strictly Conserved EM Current // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2015. – No.4. - P. 481-493.
11. Hughes E.B, Griffy T.A, Yearian M.R, Hofstadter R. Electron Form Factors from Inelastic Electron-Deuteron Scattering // Physical Review. – 1965. – APS Vol. 139 - No.2B. - P. 458-471.
12. Schiavilla R., Riska D.O. Threshold electrodisintegration and electromagnetic formfactors of the deuteron // Physical Review C. – 1991. – APS Vol. 43. - No.2. - P. 437-451.

(blank line)

(blank line)

**PACS:** Here you must specify PACS codes

(blank line)

## INSTRUCTIONS FOR PREPARING MANUSCRIPT (TITLE)

(blank line)

**N.N. Author<sup>1</sup>, N.N. Co-author(s)<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Affiliation*

<sup>2</sup>*Affiliation (if different from Authors affiliation)*

*e-mail: [corresponding\\_authors@mail.com](mailto:corresponding_authors@mail.com)*

Received January 14, 2014

(blank line)

Each paper must begin with an abstract. The abstract should be typed in the same manner as the body text (see below). Please note that these Instructions are typed just like the manuscripts should be. The abstract must have at least 500 phonetic symbols, supplying general information about the achievements, and objectives of the paper, experimental technique, methods applied, significant results and conclusions. Page layout: the text should be printed on the paper A4 format, at least 3 pages, with margins of: Top - 3, Bottom, Left and Right - 2 cm. The abstract should be presented in English (only for foreign authors), Ukraine and Russian.

**KEYWORDS:** there, must, be, at least, 5 keywords

(blank line)

This is introduction section. This paper contains instructions for preparing the manuscripts. The text should be prepared in .doc format (using MS Word).

(blank line)

### INSTRUCTIONS

The text should be typed as follows:

- title: Times New Roman, 12 pt, ALL CAPS, bold, 1 spacing, centered;
- authors: name, initials and family names; Times New Roman, 12 pt, bold, 1 spacing, centered;
- affiliation(s): Times New Roman, 9 pt, italic, 1 spacing, centered;
- abstract: Times New Roman, 9 pt, 1 spacing, justified;
- body text: Times New Roman, 10 pt, 1 spacing, justified; paragraphs in sections should be indented right (tabulated) for 0.75 cm;
- section titles: Times New Roman, 10 pt, bold, 1 spacing, centered, without numbering, one line should be left, blank above section title;
- subsection titles: Times New Roman, 10 pt, bold, 1 spacing, centered, without numbering in accordance to the section (see below), one line should be left blank above subsection title;
- figure captions: width of the figure should be 85 or 170 mm, figures should be numbered (Fig. 1) and titled below figures using sentence format, Times New Roman, 9 pt, 1 spacing, centered (if one line) or justified (if more than one line); one line should be left blank below figure captions;
- table captions: width of the table should be 85 or 170 mm, tables should be numbered (Table 1.) and titled above tables using sentence format, Times New Roman, 10 pt, 1 spacing, centered (if one line) or justified (if more than one line), tables should be formatted with a single-line box around the outside border and single ruling lines between rows and columns; one line should be left blank below tables;
- equations: place equations centered, numbered in Arabic (1), flush right, equations should be specially prepared in MathType; one line should be left blank below and above equation.

(blank line)

### Additional instructions

Numerated figures and tables should be embedded in your text and placed after they are cited. Only black and white drawings and sharp photographs are acceptable. Letters in the figures should be 3 mm high. The figures should be presented in one of the following graphic formats: jpg, gif, pcx, bmp, tif.

(blank line)

### REFERENCES

References should be numbered in the order of referring in the text, e.g. [1], [2-5], etc. Do not superscript your reference numbers. Cite references as in journal format. The full references should be listed in numerical order of citation in the text at the end of the paper (justified), Times New Roman, 9 pt, 1 spacing. References should be given in the following form:

#### *Journals*

1. Holzwarth G., Eckart G. Fluid-dynamical approximation for finite Fermi systems // Nucl. Phys. - 1979. - Vol. A325. - P.1-30.

#### *Books*

2. Bertsch G.F., Broglia R.A. Oscillations in finite quantum systems. Ch. 6. - Cambridge: Cambridge University, 1994. - 150 p.

#### *Chapters*

3. Van der Woude A. The electric giant resonances // Electric and magnetic giant resonances in nuclei / Ed. by J. Speth. - Singapore: World Scientific P.C., 1991. - P. 99-232.

#### *Conference or symposium proceedings*

4. Smolanzuk R., Skalski J., Sobiczewski A. Masses and half-life of superheavy elements // Proc. of the International Workshop 24 on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations / Ed. by H. Feldmeier et al. - GSI, Darmstadt, 1996. - P.35-42.

### Special Notes

1. Use International System of Units (SI system). 2. It is undesirable to use acronyms in the titles. Please define the acronym on its first use in the paper. 3. Refer to isotopes as <sup>14</sup>C, <sup>3</sup>H, <sup>60</sup>Co, etc.

Наукове видання

**СХІДНО-ЄВРОПЕЙСЬКИЙ ФІЗИЧНИЙ ЖУРНАЛ**

**Том 2 Номер 1**

**EAST EUROPEAN JOURNAL OF PHYSICS**

**Volume 2 Number 1**

Збірник наукових праць  
англійською, українською, російською мовами

Коректор - Коваленко Т.О.  
Технічний редактор - Гірник С.А.  
Комп'ютерне верстання - Гірник С.А.

Підписано до друку 4.06.2014. Формат 60x84 /8. Папір офсетний. Друк  
ризографічний.

Ум. друк. арк. 14,2. Обл.-вид. арк. 11,4.  
Тираж 150 пр. Зам. № Ціна договірна

61022, Харків, майдан Свободи, 4  
Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна  
Видавництво

Надруковано: Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна  
61022, Харків, майдан Свободи 4, тел. +380-057-705-24-32  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09