

№7 (178) 2014
Выпуск 1
Научный рецензируемый журнал

Основан в 1995 г.

Учредитель:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Белгородский государственный национальный исследовательский университет» (НИУ «БелГУ»)

Издатель:

НИУ «БелГУ»
Издательский дом «Белгород».
Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору за соблюдением законодательства в сфере массовых коммуникаций и охраны культурного наследия.

Свидетельство о регистрации средства массовой информации ПИ №ФС77-21121 от 19 мая 2005 г.

Редакционная коллегия журнала

Главный редактор

О.Н. Полухин,
ректор НИУ «БелГУ», доктор политических наук, профессор
Зам.главного редактора

И.С. Константинов,
проректор по научной и инновационной деятельности НИУ «БелГУ»,
доктор технических наук, профессор

Ответственные секретари:

В.М. Московкин,
доктор географических наук,
профессор кафедры мировой экономики НИУ «БелГУ»

О.В. Шевченко,
зам. начальника УНИД НИУ «БелГУ»,
канд. исторических наук

НАУЧНЫЕ ВЕДОМОСТИ
Белгородского государственного университета
Экспериментальная и Прикладная Физика

BELGOROD STATE UNIVERSITY
SCIENTIFIC BULLETIN
EXPERIMENTAL & APPLIED Physics

Содержание

A record of atmospheric ^{210}Pb distribution in the industrial city.
E.A.Buraeva, V.S. Malyshhevsky, V.V. Stasov, L.V. Zorina 5

Расчет характеристик аргоновой двухструйной электрической дуги, горящей в атмосферном воздухе. **Э.Б. Кулумбаев, Т.Б. Никуличева 10**

Определение выхода параметрического рентгеновского излучения под малым углом к скорости быстрых электронов в кристалле вольфрама. **И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, С.А. Лактионова, О.О. Плигина, М.А. Сиднин 18**

Cosmogenic ^{7}Be in ground level air in Rostov-on-Don (Russia) (2001-2011). **E.A. Buraeva, V.S. Malyshhevsky, V.C. Nephedov, B.I. Shramenko, V.V. Stasov, L.V. Zorina 34**

Получение и исследование $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$. **В.С. Захвалинский, Нгуен Тхи Тхам Хонг, Фам Тхи Тхао, А.Н.Хмара, С.В. Таран, С.В. Иванчихин 42**

Равновесие и устойчивость тройных стыков в наноламинате медь-ниобий. **А.О. Боев, А.Г. Липницкий 47**

Влияние отжига в вакууме на износостойкость многослойных наноразмерных углеродных покрытий, полученных импульсным вакуумно-дуговым методом. **М.Е. Галкина, Ж.В. Герус, А.Я. Колпаков, А.И. Поплавский, Е.Н. Бондарева 54**

Электропроводность наноразмерныхnanoструктурных покрытий на основе аморфного углерода с добавлением серебра. **А.Я. Колпаков, И.В. Суджанская, А.И. Поплавский, М.Е. Галкина, С.С. Манохин 61**

Влияние покрытия нитрида титана, полученного вакуумно-дуговым методом, на модуль упругости и микротвердость системы «подложка – покрытие». **О.А. Дручинина, В.А. Харченко 67**

Зарядово-чувствительная жидкокристаллическая решетка в структуре Si/нематик/ITO. **В.Б. Елшанский, С.И. Кучеев, Ю.С. Тучина 73**

Взаимодействие высокоэнергетических пучков быстрых электронов с конструкционным металлокомпозиционным материалом на основе алюмосодержащей матрицы. **Ю.М. Бондаренко, П.В. Матюхин, В.И. Павленко 79**

Главный редактор серии

В.С. Захвалинский,

доктор физико-математических наук,
профессор (НИУ «БелГУ»)

Заместители главного редактора:

И.Е. Внуков,

доктор физико-математических наук,
профессор (НИУ «БелГУ»)

А.П. Кузьменко,

доктор физико-математических наук,
профессор (ЮЗГУ, Курск)

Ответственный секретарь

С.И. Кучеев,

кандидат физико-математических наук
(НИУ «БелГУ»)

Члены редколлегии:

Э.К. Арушанов,

доктор физико-математических наук,
профессор, академик АН Молдовы
(ИПФ АН Молдовы, Кишинев)

М.Б. Иванов,

кандидат физико-математических нау-
к, С.Н.С. (НИУ «БелГУ»)

О.Н. Иванов,

доктор физико-математических наук,
профессор (НИУ «БелГУ»)

Л.Н. Коротков,

доктор физико-математических наук,
профессор (ВГТУ, Воронеж)

Э.Б. Кулумбаев,

доктор физико-математических наук,
профессор (НИУ «БелГУ»)

А.Г. Липницкий,

доктор физико-математических наук,
профессор (НИУ «БелГУ»)

В.С. Малышевский,

доктор физико-математических наук,
профессор (ЮФУ, Ростов-на-Дону)

Г.А. Салищев,

доктор физико-математических наук,
профессор (НИУ «БелГУ»)

В.В. Сыщенко,

доктор физико-математических наук,
профессор (НИУ «БелГУ»)

Статьи представлены в авторской
редакции

Компьютерная верстка

С.В. Иванчихин

E-mail: kucheev@bsu.edu.ru

Подписано в печать 21.03.14

Формат 60×84/8

Гарнитура Courier New

Усл.л.л. 13,25

Тираж 1000 экз.

Заказ 55

Подписные индексы в каталоге агентства

«Роспечать» – 81466

Оригинал-макет тиражирован

в издательском доме «Белгород»

Адрес: 308015, г.Белгород, ул.Победы,

85

Комплексная методика для исследования процесса двойникования
в металлах с ГПУ-решеткой. **И.С. Никулин** 89

Взаимосвязь структуры, механических и физических свойств ти-
тана ВТ1-0. **М. С. Кунгурцев, Е. С. Кунгурцев** 92

О важности применения в центре ядерной медицины ННЦ ХФТИ
медицинского ускорителя электронов для лучевой терапии опухо-
лей. **Э.Л. Купленников, С.С. Кандыбей, В.В. Красильни-
ков, А.А. Антонов** 97

Информация для авторов 108

Founder:

Federal state autonomous educational establishment of highest professional education "Belgorod National Research University".

Publisher:

Belgorod National Research University
National Research University Publishing House "Belgorod".

The journal is registered in Federal service of control over law compliance in the sphere of mass media and protection of cultural heritage.

Mass media registration certificate
ПИ №ФС77-21121 May 19, 2005.

Editorial Board of Journal

Editor-in-Chief

O.N. Polukhin,

Rector of Belgorod National Research University, Doctor of political sciences, Professor

Deputy of editor-in-chief

I.S. Konstantinov,

Vice-Rector on Scientific and Innovative Work of Belgorod National Research University, Doctor of technical sciences, Professor

Assistant Editors

V.M. Moskovkin,

Doctor of geographical sciences,
Professor of world economy department

O.V. Shevchenko,

Deputy of Head of scientific and innovative activity department in Belgorod National Research University, candidate of historical sciences

Contents

A record of atmospheric ^{210}Pb distribution in the industrial city. **E.A. Buraeva, V.S. Malyshevsky, V.V. Stasov, L.V. Zorina** 5

Calculation of characteristics two-jet argon electric arc burning in atmospheric air. **E.B. Kulumbaev, T.B. Nikulicheva** 10

Yield determination of Parametric X-ray radiation at small angle to the velocity of fast electrons in tungsten crystal. **I.E. Vnukov, Yu.V. Zhandarmov, S.A. Laktionova, O.O. Pligina, M.A. Sidnin** 18

Cosmogenic ^7Be in ground level air in Rostov-on-Don (Russia) (2001-2011). **E.A. Buraeva, V.S. Malyshevsky, V.C. Nephedov, B.I. Shramenko, V.V. Stasov, L.V. Zorina** 34

Preparation and investigation of $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$. **V.S. Zakhvalinskii, Nguen Thi Tham Hong, Fam Thi Thao, A.N. Hmara, S.V. Taran, S.V. Ivanchikhin** 42

Eqilibrium and stability of triple junction in nanolayer Cu/Nb. **A.O. Boev, A.G. Lipnitskii** 47

Effect of vacuum annealing on wear resistance of multilayer nanosized carbon coatings formed by pulsed vacuum-arc deposition. **M.E. Galkina, J.V. Gerus, A.Ya. Kolpakov, A.I. Poplavsky, E.N. Bondareva** 54

Conductivity of nanosize nanostructured film on basis amorphous carbon with silver addition. **A.Y. Kolpakov, I.V. Sudzhanskaya, A.I. Poplavsky, M.E. Galkina, S.S. Manokhin** 61

Influence titanium nitrid coating obtained by vacuum-arc method, on the elastic modulus and microhardness of «substrate – coating» system. **O.A. Druchinina, V.A. Kharchenko** 67

Charge-sensitive liquid crystal grating in Si/nematic/ITO structure. **V.B. Elshansky, S.I. Kucheev, Yu.S. Tuchina** 73

Interaction of high-energy beam of fast electrons with constructional metallokompozition material based on matrix aluminum. **P.V. Matyukhin, Y.M. Bondarenko, V.I. Pavlenko** 79

Editorial Board of Journal Series

Editor-in-Chief

V.S. Zakhvalinskii,

Professor of Belgorod National Research University

Deputies of editor-in-chief

I.E. Vnukov,

Professor of Belgorod National Research University

A.P. Kuzmenko,

Professor of South-West State University, Kursk

Responsible Secretary

S.I. Kucheev,

Associated Professor of Belgorod National Research University

Members of Editorial Board

E.K. Arushanov,

Professor, Academician of the IAP of the Academy of Sciences of Moldova

M.B. Ivanov,

S.R. of Belgorod National Research University

O.N. Ivanov,

Professor of Belgorod National Research University

V.S. Malyshevsky,

Professor of SFedU, Rostov-on-Don

L.N. Korotkov,

Professor of VSTU, Voronezh

E.B. Kulumbaev,

Professor of Belgorod National Research University

A.G. Lipnitskii,

Professor of Belgorod National Research University

G.A. Salishchev,

Professor of Belgorod National Research University

V.V. Syschenko,

Professor of Belgorod National Research University

Proposed articles are given in authors' editing

Dummy layout:

S.V. Ivanchikhin

e-mail: kucheev@bsu.edu.ru

Passed for printing 21.03.14

Format 60×84/8

Typeface Courier New

Printer's sheets: 13,25

Calculation: 1000 copies

Order 55

Subscription reference in Rospechat agency catalogue: 81466

Dummy layout is replicated at Belgorod National Research University Publishing House "Belgorod"

Address: 85, Pobedy str., Belgorod, Russia, 308015

Complex techniques for studying the process of twinning in metals with hcp lattice. **I.S. Nikulin 89**

Interconnection structure, mechanical and physical properties titanium VT1-0. **M. S. Kungurtsev , E.S. Kungurtsev 92**

On importance of applying medical electron accelerator to radiation therapy of tumors at nuclear center of NSC KIPT.

E.L. Kuplenikov, S.S. Kandybey, V.V. Krasilnikov, A.A. Antonov 97

Information for authors **108**

**A record of atmospheric ^{210}Pb distribution in the industrial city****E.A. Buraeva, V.S. Malyshevsky¹, V.V. Stasov, L.V. Zorina**

Southern Federal University, 344090, Rostov-on-Don, Russia,

e-mail: vsmalyshevsky@sfedu.ru

Abstract. The total distribution of the atmospheric ^{210}Pb in the industrial city Rostov-on-Don, Russia from 2002 to 2010 has been measured. The variations in annual ^{210}Pb deposition flux appear to be mainly correlated with the number of rains and significant amount of anthropogenic ^{210}Pb , polluted into the surface layer of air in the home-heating period. The average ^{210}Pb deposition is 1.75 mBq/m^3 . Several meteorological parameters which are strongly associated with the fluctuations of concentrations of ^{210}Pb are identified. These results are useful to provide typical information on the atmosphere radioactivity in an industrial city.

Ключевые слова: Lead-210, radioactive lead, atmospheric deposition, precipitation.

Introduction. Natural radionuclide of terrestrial origin ^{210}Pb is decay products of ^{238}U . The half-lives of this radionuclide is 22.3 years. The ^{210}Pb appears in the atmosphere from the decay of inert gas ^{222}Rn . The higher levels of radon in the air is characteristic of areas with radioactive anomalies in uranium deposits, as well as in areas of tectonic faults. Thus the ^{222}Rn (and as a result ^{210}Pb) may be either of natural and technogenic origin (for instance, due to various processes with the mineral raw materials). The purpose of this paper is to determine the characteristics of the climate effects, weather, and possibly man-made factors on the variation of ^{210}Pb in aerosols and precipitation in the surface air of industrial city Rostov-on-Don, Russia (moderate latitudes and temperate arid climate. Latitude: $47^\circ 14.1834' \text{ N}$, Longitude: $39^\circ 42.8334' \text{ E}$).

The long-term monitoring of radioactivity in air provides useful information about the radiation in the environment due to natural and man-made sources and helps to evaluate their impact on man. Monitoring of the ^{210}Pb behavior in the atmosphere is carried out in different laboratories. Here are just some of the earlier studies. For instance, concentration ^{210}Pb in air was continuously monitored, using a high-volume air sampler and a high-resolution gamma-ray spectrometer, at the University of Malaga [1]. Studies of radionuclide activities in aerosol particles have been carried out by Duenas C. et.al. [2]. The ^{210}Pb deposition over the North Sea was investigated by Beks J.P. et. al. [3]. Activity concentrations of the long-lived natural radionuclide ^{210}Pb in surface air were measured by Hotzl H. et.al. [4] twice monthly at a semi-rural location 10 km north of Munich (FRG) for the time interval 1983-1985. The ^7Be to ^{210}Pb concentration ratios in ground level air on two monitoring stations in Belgrade area were determined from 1996 to 2001 by Todorovic D. et.al [5]. According to Todorovic D. the ^7Be to ^{210}Pb ratios were in the range of 1.7–12.7, with summer maxims and winter minimums. There is a strong correlation between the seasonal radionuclides concentrations

¹Corresponding author.



and the seasonal average of temperature; it is quite likely this is one of the master variables that control the amount of radionuclides concentrations in air (Azahra M., et. al. [6]).

The results presented in this paper are a part of research on atmospheric radioactivity in the south of Russia (Buraeva E.A. et. al. [7]).

Experimental. Measurements of the ^{210}Pb content in aerosols (1 per week) and precipitation (1 per month) are performed at the aspiration station of the Southern Federal University (Rostov-on-Don, Russia) in 2002–2010 as part of the monitoring of the radioactivity of the atmospheric layer at the ground in Rostov-on-Don ($47^{\circ}14' \text{ NL}$; $39^{\circ}42' \text{ EL}$). The location of the station at temperate latitudes with a temperate continental climate and comparatively low precipitation imparts special significance to the systematic monitoring of ^{210}Pb in the atmosphere.

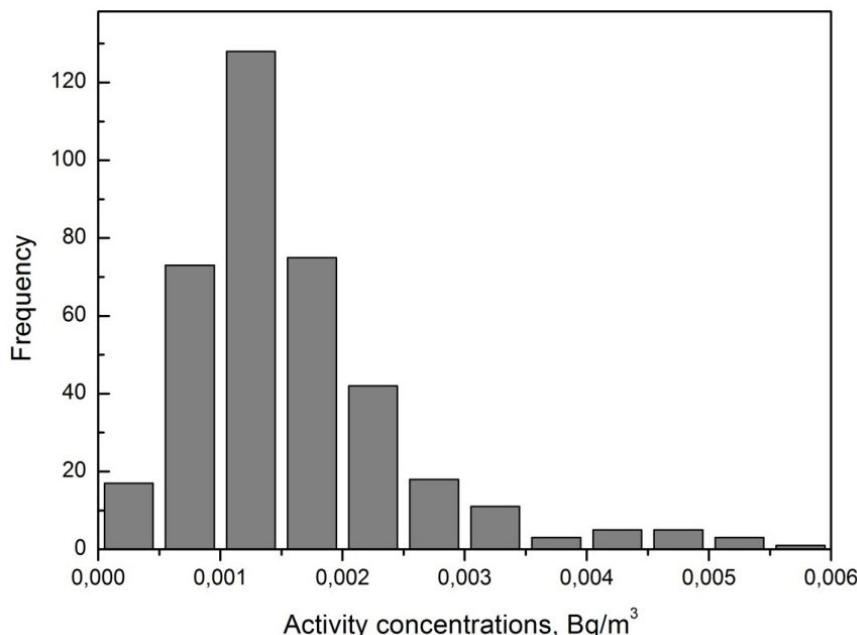


Рис. 1: Volume activity of the ^{210}Pb .

A ventilation setup with a filter consisting of FPP-15-1.7 Petryanov fabric with total area 0.56 m^2 and a liquid Lambrecht micromanometer were used to obtain the samples. According to the measurements, the air flow rates were approximately $630 \text{ m}^3/\text{h}$ initially ("fresh" filter) and $510 \text{ m}^3/\text{h}$ after 7 days of exposure. The exposed filter was air dried and pressed into 35 mm in diameter and 10–30 mm high pellets. Three or four days after the filter was removed, the γ -ray spectrum was measured in 12–24 h with a Ge(Li) or HPGe detector of the low-background setup. The dust content in air was found according to the mass difference between the exposed and clean filter.

Results and discussion. The ^{210}Pb volume activity in the lower atmosphere of industrial city Rostov-on-Don (Russia) was measured during 2002–2010. In general, the activity of ^{210}Pb

in the lower atmosphere varies within a wide range ($0,5 - 5,0$ mBq/m^3), with the average for the whole period of observation 1.75 mBq/m^3 (see Fig.1 and Table 1).

Obviously, regardless of the origin of ^{210}Pb (natural or man-made) its content in atmospheric aerosols decreases with the increase in rainfall due to more intensive leaching. Additionally for the natural ^{210}Pb decreases due to reducing the rate of radon exhalation from the moist soil as well. The maximum values of the activity $2.2 - 3.3 \text{ mBq/m}^3$ achieved with a combination of relatively high temperatures $16 - 26^\circ\text{C}$ and the relatively small amount of precipitation $29 - 43 \text{ mm/month}$ (Table 1).

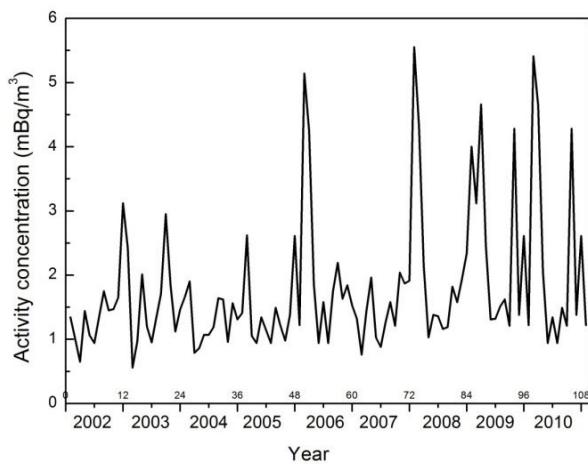


Рис. 2: Volume activity of ^{210}Pb in surface air from January 2002 since December 2010.

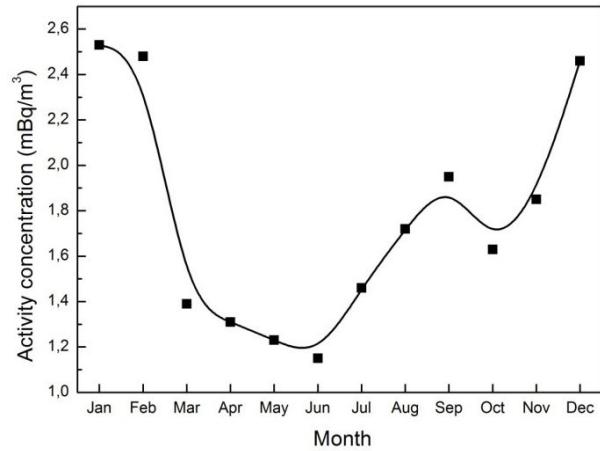


Рис. 3: Mean monthly atmospheric volume activity of ^{210}Pb averaged over the period 2002-2010.

Таблица 1: Volume activity of ^{210}Pb and meteorological parameters averaged over the year.

Year	Activity, mBq/m^3	Precipitation, mm	Temperature, $^\circ\text{C}$	Wind speed, m/s	Relative humidity, %	Atmospheric pressure, mm Hg
2002	1.41	38.5	10.0	1.8	65.9	756.1
2003	1.55	50.7	8.3	2.0	71.5	756.7
2004	1.26	25.3	9.6	1.8	74.6	755.8
2005	1.40	32.7	10.3	1.9	72.3	756.2
2006	2.19	38.2	10.6	3.2	69.4	755.7
2007	1.85	37.6	10.9	4.3	65.1	755.6
2008	2.05	27.6	11.1	4.2	69.4	756.1
2009	2.27	27.3	11.0	4.2	71.6	755.2
2010	2.25	25.3	9.7	5.6	71.3	755.3



Seasonal dependence of the ^{210}Pb activity is shown in Fig. 2. To illustrate the overall picture of the relationship of the individual parameters that characterize the radioactivity of the atmosphere, we present their seasonal dependence, averaged over the whole observation period (Fig.3). It is seen that in the winter months with minimal amounts of precipitation and minimum temperatures the ^{210}Pb activity in aerosols reach the highest values. This can only be associated with a significant amount of anthropogenic ^{210}Pb , polluted into the surface layer of air in the home-heating period. High values of ^{210}Pb activity of anthropogenic aerosols are accompanied by stability of the atmosphere in the winter. A slight increase in activity in the winter after the 2006 is associated with colder winters in these years and as a consequence a great burning of fossil fuels. The low ^{210}Pb activity values in aerosols in this period (for instance in March) associated with the turbulent mixing in certain months.

For the spring-summer period the behavior of the ^{210}Pb activity are explained by the restructuring of the spring atmosphere and the maximum amount of precipitation in June. This maximum rainfall separates spring and summer maximum of ^{210}Pb activity for two (April and September) and deposition density of ^{210}Pb on the Earth's surface in June.

Acknowledgement. This work is supported by Federal Program of the Russian Ministry of Science and Education "Scientific and scientific-pedagogical personnel of innovative Russia" (grant number 14.A18.21.0633) and Russian Foundation for Basic Research and by National Academy of Sciences of Ukraine grant number 12-08-90401-Ukr_a.

References

1. Duenas, C., Fernandez, M.C., Canete, S., Perez, M., 2009. ^7Be to ^{210}Pb concentration ratio in ground level air in Malaga (36.7°N , 4.5°W). *Atmos. Res.* 92, 49–57.
2. Duenas C., Orza J.A.G, Cabello M., Fernandez M.C., Canete S., Perez M., Gordo E., 2011. Air mass origin and its influence on radionuclide activities (^7Be and ^{210}Pb) in aerosol particles at a coastal site in the western Mediterranean. *Atmos. Res.* 101, 205–214.
3. Beks J.P., Eisma D., Van der Plicht J., 1998. A record of atmospheric ^{210}Pb deposition in The Netherlands. *The Science of the Total Environment.* 222, 35-44.
4. Hotzl H. and Winkler R., 1987. Activity Concentrations of ^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{210}Pb , ^{40}K and ^7Be and their Temporal Variations in Surface Air. *Journal of Environmental Radioactivity.* 5, 445 - 458.
5. Todorovic D., Popovic D., Djuric G., Radenkovic M., 2005. ^7Be to ^{210}Pb concentration ratio in ground level air in Belgrade area. *Journal of Environmental Radioactivity.* 79, 297–307.
6. Azahra M., Gonzalez-Gomez C., Lopez-Penalver J.J., El Bardouni T., Camacho Garcia A., Boukhal H., El Moussaoui F., Chakir E., Erradi L., Kamili A., Sekaki A., 2004.



The seasonal variations of ^{7}Be and ^{210}Pb concentrations in air. Radiation Physics and Chemistry 71, 789–790.

7. Buraeva E.A., Davydov M.G., Zorina L.V., Malyshevsky V.S., Stasov V.V., 2007. Content of cosmogenic ^{7}Be in the air layer at the ground at temperate latitudes. Atomic. Energy. 102, № 6, 463-468.



УДК 537.523

**Расчет характеристик аргоновой двухструйной электрической дуги,
горящей в атмосферном воздухе****Э.Б. Кулумбаев, Т.Б. Никуличева**

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
ул. Студенческая, 14, Белгород, 308007, Россия,
e-mail: kulumbaev@bsu.edu.ru, nikulicheva@bsu.edu.ru

Аннотация. На основе самосогласованной системы магнитогазодинамических уравнений в плоскопараллельном приближении для термически и химически равновесной плазмы смеси аргона и воздуха рассчитаны характеристики аргоновой двухструйной электрической дуги, горящей в атмосферном воздухе. Проведен сравнительный анализ рассчитанных характеристик аргоновых дуг, горящих в атмосфере аргона и воздуха. Показано, что учет смешения аргона и воздуха улучшает согласование рассчитанных и экспериментальных характеристик электрической дуги.

Введение. Моделирование двухструйной электрической дуги [1], проведенное в [2–4] на основе магнитогазодинамических (МГД) уравнений в плоскопараллельном приближении для термически равновесной плазмы аргона, показало, что в результате искривления плазменных струй из-за электромагнитного отталкивания формируется общий поток плазмы, образованный движущимися в одном направлении струйными течениями и разделенный вовлеченым с внешней межструйной границы спутным газом. Рассчитанная температурная и электрическая структура двухструйной электрической дуги качественно согласовывается с полученными в [1] экспериментальными данными. Количественное несоответствие (расчетная температура в струях завышена, а напряженность электрического поля в межструйном промежутке, наоборот, занижена) можно объяснить тем, что в [2] рассчитывались характеристики аргоновой дуги в атмосфере аргона, а в эксперименте аргоновая дуга горит в атмосферном воздухе. При вытекании плазменных аргоновых струй в воздух происходит явление взаимной диффузии газов, и плазма становится неоднородной по химическому составу. Следует ожидать, что переносные свойства плазмы смеси аргона и воздуха приведут к более интенсивному охлаждению аргоновых струй и, как следствие, повышению напряженности электрического поля. Поэтому цель данной работы: обобщить МГД модель плоскопараллельной двухструйной электрической дуги [2] учетом взаимной диффузии газов при вытекании аргоновых струй в атмосферный воздух, и провести сравнительный анализ характеристик аргоновых дуг, горящих в аргоне и воздухе.

Модель. Рассматривается двухструйная электрическая дуга, плазменные струи которой формируются за счет нагрева и ускорения плазмообразующего газа аргона (газ А) в электродных соплах (рис. 1). При вытекании плазменных струй из сопел в атмосферный воздух (газ В) формируется структура общего потока плазмы и происходит замыкание токопроводящего канала двухструйной дуги.

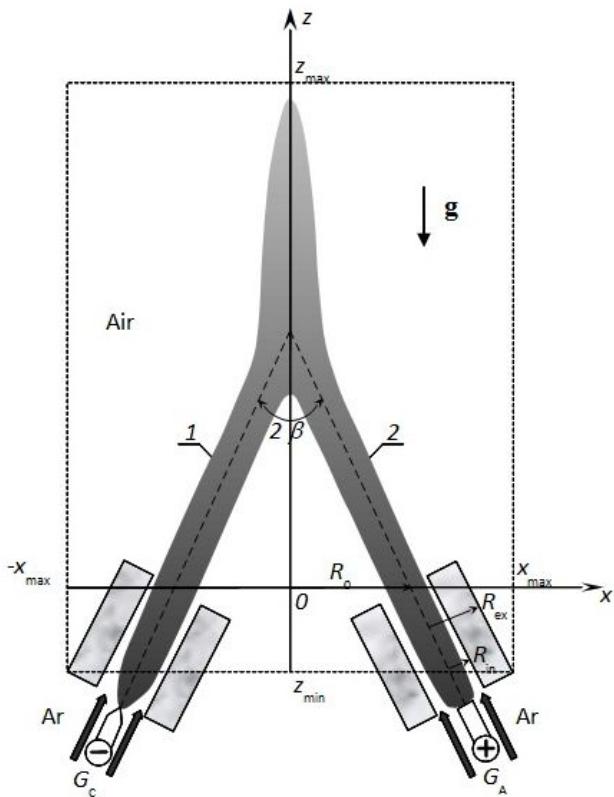


Рис. 1: Расчетная схема двухструйной дуги в воздухе: 1 – катодная и 2 – анодная токовые струи плазмы; 2β – угол и $2R_0$ – расстояние между осями электродных насадков с размерами R_{in} , R_{ex} ; G_C , G_A – расходы плазмообразующего газа аргона.

При математическом описании двухструйной дуги в соответствии с полученными в [1] экспериментальными данными, как и в [2], полагается, что все протекающие процессы стационарные, течение дозвуковое, ламинарное, плазма локально квазинейтральная, термически и химически равновесная. Смешение аргона и воздуха при вытекании высокотемпературных аргоновых струй в атмосферный воздух рассматривается как взаимная диффузия многокомпонентных газов А (аргон) и В (воздух), которые химически не взаимодействуют между собой и состав которых в каждой точке пространства остается химически равновесным, т.е. определяется только локальным значением температуры при атмосферном давлении. В таком приближении, как показано в [5], описание взаимной диффузии многокомпонентных газов сводится к конвективно-диффузионному смешению газов А и В с эффективным (комбинированным) коэффициентом диффузии, зависимость которого от температуры и состава аргон-воздушной смеси табулирована в [6]. Отметим, что аналогичный подход применялся в работах [7–8] при моделировании вытекающей в атмосферной воздухе бесстоковой плазменной осесимметричной струи аргона.

Уравнения. С учетом сделанных допущений характеристики двухструйной пло-

скопараллельной электрической дуги описываются системой стационарных двумерных уравнений непрерывности, Навье – Стокса, баланса энергии, непрерывности электрического тока, Максвелла и уравнения взаимной диффузии газов А и В [2, 5] в виде:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z) = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial \rho}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] \\ &\quad - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] - j_z B_y \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho \left(v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) &= -\frac{\partial \rho}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] \\ &\quad - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left[\eta \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \right] - j_x B_y \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \rho C_p \left(v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) &= \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q_j - \Psi + \frac{1}{e} \mathbf{j} \cdot \nabla \frac{5}{2} kT \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x} \left[\Delta h \left(J_x - \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial Y_A}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\Delta h \left(J_z - \frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial Y_A}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0 \quad (5)$$

$$-\frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 j_x; \quad \frac{\partial B_y}{\partial x} = \mu_0 j_z \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x Y_A) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho v_z Y_A) = -\frac{\partial J_x}{\partial x} - \frac{\partial J_z}{\partial z} \quad (7)$$

Здесь $v(v_x, 0, v_z)$ - скорость; p - давление; T - температура; φ - скалярный потенциал; $E(E_x, 0, E_z) = -\nabla \varphi$ - напряженность электрического поля; $B(0, B_y, 0)$ - индукция магнитного поля; $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ - плотность электрического тока; $Q_j = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$ - удельная мощность джоулева тепловыделения; $\mathbf{J}_A(J_x, 0, J_z) = -\frac{\bar{m}_A \bar{m}_B}{\bar{M}^2} \rho \bar{D}_{AB}^x \nabla X_A - \bar{D}_{AB}^T \nabla \ln T$ - плотность диффузационного потока газа А; X_A - молярная и $Y_A = \frac{\bar{M}_A}{\bar{M}} X_A$ - массовая концентрации аргона; $\rho, \sigma, \lambda, \eta, \Psi, C_p, \bar{m}_A, \bar{m}_B, \bar{M}_A, \bar{M}, \bar{D}_{AB}^x, \bar{D}_{AB}^T$ - плотность, электропроводность, теплопроводность, вязкость, излучательная способность, удельная теплоемкость смеси газов, усредненная масса тяжелых частиц газов А и В, усредненная масса всех частиц



(включая электроны) газов А и В, эффективные коэффициенты диффузии, ассоциированные с градиентами молярной концентрации аргона и температуры при атмосферном давлении соответственно; – разность энталпий чистых газов А и В; е – заряд электрона; k – постоянная Больцмана; X,Y,Z – декартовы координаты (рис. 1).

Метод решения. Система МГД уравнений (1–7) дополняется граничными условиями для зависимых переменных на контуре расчетной области. Распределения характеристик аргона на границах расчетной области внутри электродных насадков определяются по заданным значениям силы тока и расхода газа из условия однородности потока в поперечном к его оси направлении; на стенках насадков для скорости используются условия прилипания и непроницаемости, а для температуры – условие сопряжения с заданной температурой стенок; на свободных границах используются условия нормального втекания холодного воздуха или вытекания смеси газов при фиксированном на этих границах атмосферном давлении.

Система уравнений дискретизируется методом контрольного объема на прямоугольной равномерной сетке. Для компонент скорости используются смещенные сетки, а поле давления определяется методом коррекции SIMPLER [9]. Индукция магнитного поля вычисляется по методике, разработанной в [10]. Для численного решения дискретных аналогов дифференциальных уравнений используется итеративный метод с нижней релаксацией.

Результаты расчета. Проводится расчет характеристик плоскопараллельной двухструйной дуги с геометрией насадок из эксперимента [1]: $R_{in} = 2.5$ мм; $R_{ex} = 10$ мм; $R_0 = 15$ мм; $2\beta = 60^\circ$. Величины погонных расходов аргона и силы тока полагаются равными $G_C = G_A = G/(2R_{in}) = 0.012$ г/(с·мм); $I = 4$ А/мм. Токовые плазменные аргоновые струи вытекают в неподвижный воздух при атмосферном давлении.

Термодинамические свойства и коэффициенты переноса смеси аргона и воздуха при атмосферном давлении задаются функциями состава (массовой концентрации аргона) и температуры по данным [6].

Структура двухструйной электрической дуги формируется в результате сложного взаимодействия вытекающих из сопел плазменных струй друг с другом и с внешней средой (рис. 2 – 4).

По сравнению со случаем горения аргоновой дуги в атмосфере аргона рассчитанная в воздухе газодинамическая картина течения качественно не изменяется (рис. 2). В результате газодинамического столкновения струй, ослабленного искривлением струй из-за электромагнитного отталкивания, формируется область повышенного давления (рис. 5). В этой области каждая из струй, растекаясь на “непроницаемой” из-за симметрии $v_x(x = 0, z) = 0$ оси z, разделяется на два потока, движущихся в отрицательном и положительном направлениях z. Вблизи торцов сопел давление понижено, поэтому реализуется подсос окружающего газа с обеих сторон от каждой вытекающей струи. Воздух, “подсасываемый” с межсопловой границы $z = z_{min}$, сталкивается с возвратными струйными течениями, в результате чего формируется вихрь перед областью повышенного давления (рис. 2). Огибание вихря увеличивает длину линий тока воздуха с

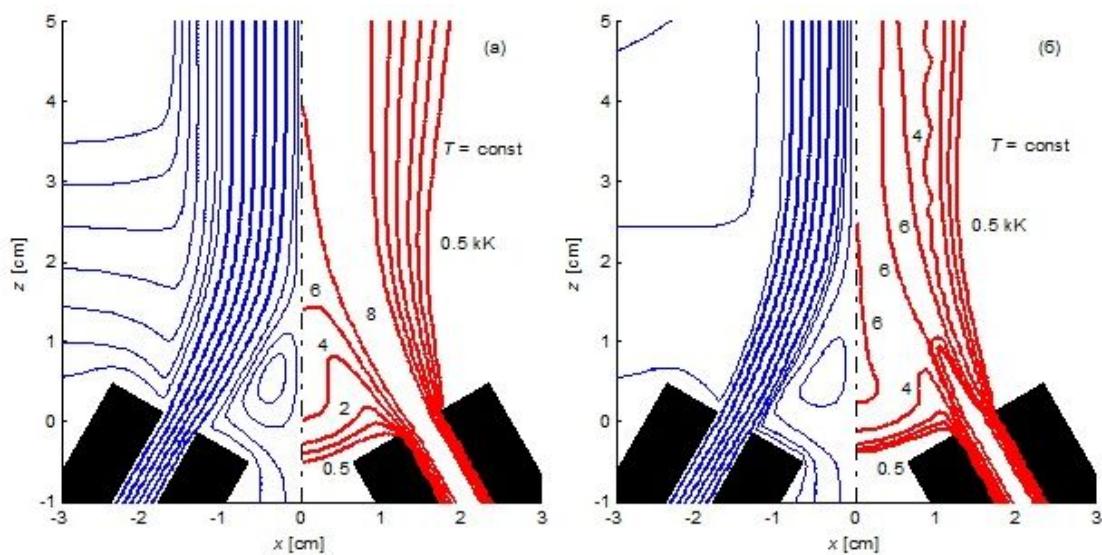


Рис. 2: Фрагменты (а, б) полей линий тока газа (слева: струйного – сплошные, спутного – пунктирные линии) и изотерм (справа: 0,5 ; 1; 2 и далее с шагом 2 кК) в аргоновой дуге, горящей в атмосфере аргона (а) и воздуха (б).

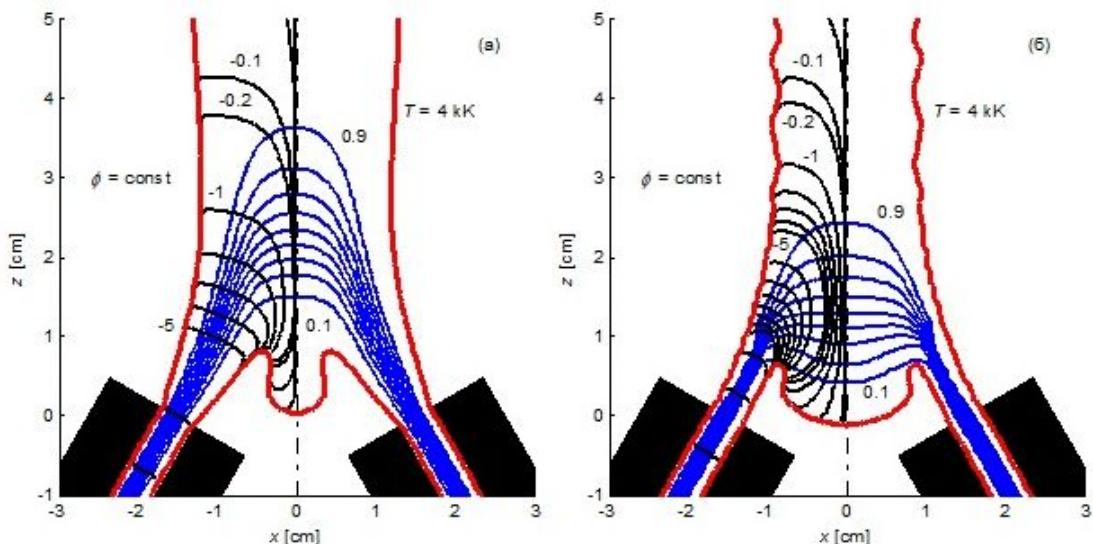


Рис. 3: Фрагменты (а, б) полей изолиний потенциала, линий электрического тока и изотерма 4 кК в аргоновой дуге, горящей в атмосфере аргона (а) и воздуха (б).

межспектровой границы и, соответственно, усиливает роль взаимной диффузии аргона и воздуха. Поэтому струйные течения, движущиеся в положительном направлении z , разделены не воздухом, а смесью газов А и В (рис. 4).

Расчет показывает, что в отличие от газодинамической зависимости тепловой структуры двухструйной дуги от рода внешней среды проявляется в более сильной степе-

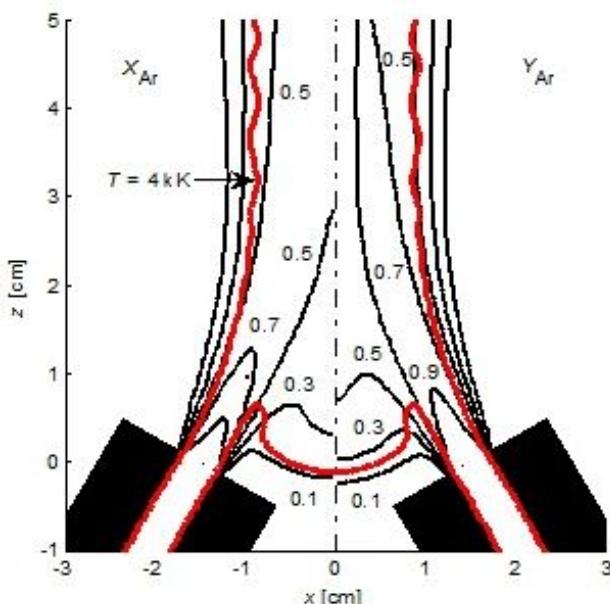


Рис. 4: Фрагменты полей изолиний молярной (слева), массовой (справа) концентраций аргона и изотерм 4 кК.

ни. При горении электрической дуги в воздухе, обладающем более высоким коэффициентом теплопроводности, чем аргон, заметно возрастает кондуктивное охлаждение плазменных струй. Температура в струях от среза сопел вначале, до сечения $z = 1$ см, изменяется слабо из-за преобладания конвективного теплопереноса, а затем резко уменьшается до 6 кК и далее медленно уменьшается (рис. 2). В приосевой области двухструйной дуги практически от места слияния изотерм 4 кК струй поле температуры слабо неоднородно (рис. 5).

Пространственная неоднородность распределений температуры (рис. 2) и концентрации аргона в смеси газов А и В (рис. 4) формирует самосогласованную с ними картину непрерывных линий электрического тока (рис. 3). Сильное охлаждение вытекающих из сопел аргоновых струй приводит к уменьшению “поперечного сечения” тока и, как следствие, возрастанию плотности электрического тока и удельной мощности джоулева тепловыделения на оси струй. Далее линии электрического тока расходятся к оси двухструйной дуги. По сравнению со случаем горения дуги в атмосфере аргона в воздухе зона перетекания электрического тока смещается вниз, практически не изменяя размера вдоль оси z . Поскольку во втором случае в межструйном промежутке температура (и электропроводность) заметно ниже, то непрерывность протекания электрического тока обеспечивается ростом напряженности электрического поля более чем в 2,5 раза (рис. 5).

Сравнение рассчитанных характеристик аргоновых дуг, горящих в атмосфере аргона и воздуха, с экспериментальными данными [1] показывает, что во втором случае учет явления взаимной диффузии аргона и воздуха лучше приближает расчет к эксперименту количественно. Так, в межструйном промежутке в зоне перетекания тока

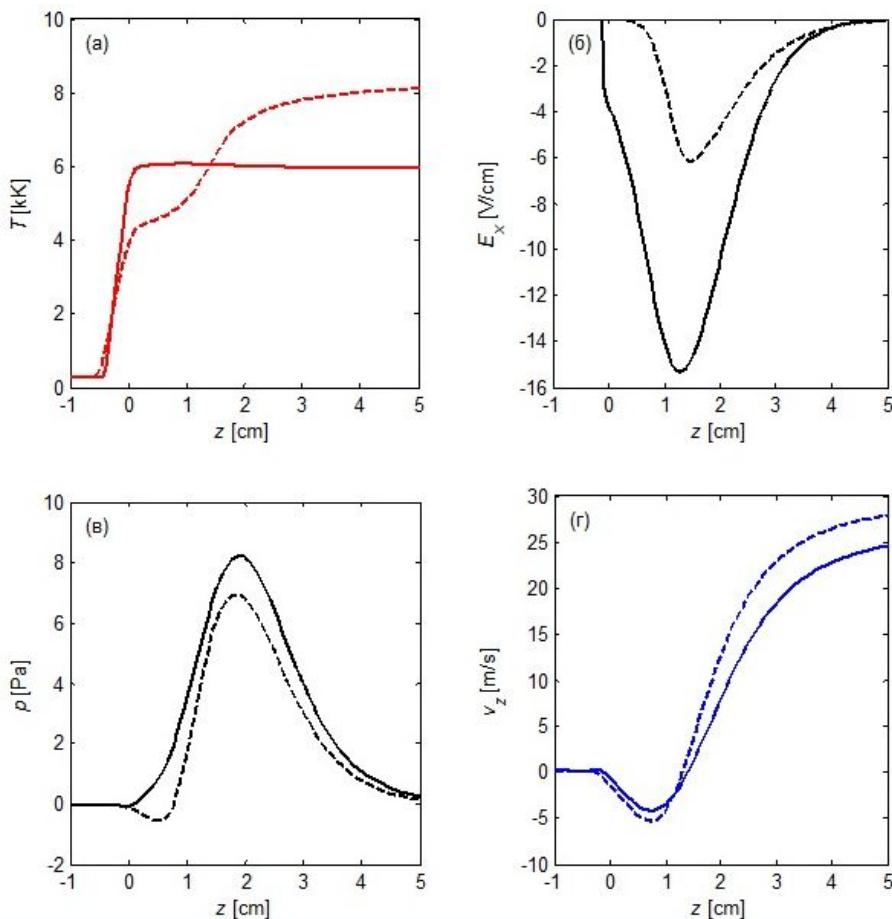


Рис. 5: Распределения (а) температуры; (б) напряженности электрического поля; (в) давления; (г) скорости на оси аргоновой дуги, горящей в атмосфере аргона (штриховые линии) и воздуха (сплошные).

расчетная и измеренная температуры равны 6 кК и 6 – 7 кК соответственно. Хотя и в недостаточной степени, но улучшается количественное согласование и по максимальной напряженности электрического поля: расчетное значение ~ 16 В/см (для дуги в аргоне 6 В/см); в эксперименте 40 В/см. Это несоответствие, а также резкое уменьшение температуры в струях до 6 кК при $z > 1$ см, можно объяснить завышенным “взаимопроникновением” воздуха и аргона в двумерном (плоском) приближении. Поэтому адекватное моделирование двухструйной дуги, горящей в воздухе, следует проводить с учетом ее трехмерности.

В заключении авторы выражают благодарность профессору Murphy A. B., любезно предоставившему необходимые для расчета табличные данные по зависимостям коэффициентов переноса смеси аргона и воздуха при атмосферном давлении.



Список литературы

1. Жеенбаев Ж., Энгельшт В.С. Двухструйный плазмотрон. – Фрунзе: Ин-т физики и математики АН Кирг. ССР. – 1983. – 199 с.
2. Кулумбаев Э.Б., Никуличева Т.Б. Взаимодействие плазменных струй в двухструйной электрической дуге // ТВТ. – 2012. – Т.50, №4. – С. 483 – 490.
3. Кулумбаев Э.Б., Никуличева Т.Б. Влияние расхода газа и силы тока на конфигурацию плазменных струй в двухструйной электрической дуге // Научные ведомости БелГУ. – 2012. – № 11 (130), вып. 27. – С.93 – 102.
4. Кулумбаев Э.Б., Никуличева Т.Б. Влияние расстояния и угла между соплами на характеристики двухструйной электрической дуги в плоскопараллельном приближении // Научные ведомости БелГУ. – 2012. – № 23 (142), вып. 29. – С.67 – 76.
5. Murphy A. B. Diffusion in equilibrium mixtures of ionized gases // Phys. Rev. E. – 1993. – V. 48 , No. 5. – P. 3594 – 3603.
6. Murphy A. B. Transport coefficients of air, argon-air, nitrogen-air and oxygen-air plasmas // Plasma Chem. Plasma Process. – 1995. – V. 15 , No. 2. – P. 279 – 307.
7. Cheng K., Chen X., Pan W. Comparison of Laminar and Turbulent Thermal Plasma Jet Characteristics – A Modeling Study // Plasma Chem. Plasma Process. – 2008. – V. 26 , No. 3. – P. 211 – 235.
8. Wang H.-X., Chen X., Li H-P. Modeling on the Momentum and Heat/Mass Transfer Characteristics of an Argon Plasma Jet Issuing into Air Surroundings and Interacting with a Counter-Injected Argon Jet // Plasma Chem Plasma Process. – 2006. – V. 31, No. 2. – P. 373 – 392.
9. Patankar S. Numerical heat transfer and fluid flow. – New York: Hemisphere Publishing Corporation, 1980. – 197 p.
10. Кулумбаев Э.Б., Никуличева Т.Б. Метод расчета магнитного поля в МГД моделях электрической дуги // Математическое моделирование. – 2012. – Т.24, №10. – С. 40 –50.
11. Энгельшт В.С., Гурович В.Ц., Десятков Г.А. и др. Теория столба электрической дуги. Низкотемпературная плазма. Т. 1. – Новосибирск: Наука СО, 1990. – 376 с.

**Calculation of characteristics two-jet argon electric arc burning in atmospheric air****E.B. Kulumbaev, T.B. Nikulicheva**Belgorod National Research University, Belgorod, Russia,
e-mail: kulumbaev@bsu.edu.ru, nikulicheva@bsu.edu.ru

Abstract. On the basis of self-consistent system of magnetogasdynamics equations at the plane-parallel approximation for thermally and chemically equilibrium plasma mixture of argon and air characteristics of the argon two-jet arc burning in air are calculated. Comparison analysis of calculated characteristics argon arc burning in argon and air is done. There are shown that inclusion of argon and air mixing improves agreement between the calculated and experimental characteristics of the electric arc.



УДК 539.1.08

Определение выхода параметрического рентгеновского излучения под малым углом к скорости быстрых электронов в кристалле вольфрама**И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, С.А. Лактионова, О.О. Плигина,
М.А. Сиднин**

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
ул. Студенческая, 14, Белгород, 308007, Россия,
e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

Аннотация. Приведены результаты обработки данных по исследованию выхода параметрического рентгеновского излучения под малыми углами к скорости частицы (ПРИ вперед) в кристалле вольфрама, выполненному на томском синхротроне с помощью кристалл-дифракционных спектрометров на основе мозаичных кристаллов пиролитического графита. Получены значения угловой плотности интенсивности ПРИ вперед для энергии фотонов $\omega=40$ кэВ и 28.3 кэВ. Обсуждается влияние дифракции фотонов тормозного излучения и микроструктуры кристалла на выход результирующего излучения.

Ключевые слова: быстрый электрон, дифракция, кристалл, измерение, параметрическое рентгеновское излучение, кристалл-дифракционный спектрометр, мозаичность, обработка, угловая плотность интенсивности излучения.

Введение. Дифракция кулоновского поля движущейся в кристалле быстрой заряженной частицы приводит к возникновению параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) [1-3]. Теория предсказывает существование двух рефлексов ПРИ. Один из которых распространяется в направлении брэгговского отражения, а второй под малым углом к скорости частицы. Однако, если для первого из рефлексов, детально исследованного теоретически и экспериментально, наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией (см., например [4,5] и цитированную там литературу), то ПРИ под малыми углами к скорости частицы, или, как его иногда называют, ПРИ вперед, обнаружено сравнительно недавно в экспериментах с кристаллами вольфрама [6,7] и кремния [8] и не имеет пока адекватного теоретического описания. Расчеты, выполненные в [6,9], качественно объясняют изменение характера проявления эффекта с уменьшением энергии фотонов, но не доведены до количественного сравнения. В них, в частности, предсказывается взаимная компенсация увеличения выхода излучения, связанного с проявлением ПРИ вперед и его уменьшения из-за дифракции тормозного излучения внутри кристалла для энергии фотонов $\omega=40$ кэВ, тогда как в эксперименте для этой энергии фотонов зарегистрировались уверенные пики выхода излучения.

Основная трудность в сопоставлении результатов измерений ПРИ вперед с теорией по сравнению с традиционным ПРИ состоит в том, что ПРИ испускается под большими углами к направлению движения пучка частиц, и поэтому может быть сравнительно легко отделено от фона тормозного излучения и измерено обычными детекторами рентгеновского диапазона. В том же направлении, что и ПРИ вперед, испускается переход-

ное и тормозное излучения, поэтому выделение этой компоненты ПРИ оказалось возможным только при использовании кристалл-дифракционных спектрометров (КДС) на основе мозаичных кристаллов пиролитического графита [6] и совершенных кристаллов кремния [7,8].

Эффективность КДС зависит от спектрально-углового распределения регистрируемого излучения, что затрудняет прямое сопоставление результатов измерений с расчётом, поскольку расчёт должен учитывать характеристики измерительной аппаратуры. Именно поэтому результаты измерений в уже цитированной работе [6] приведены в относительных единицах из-за отсутствия точной информации о разрешении и эффективности использованных дифракционных спектрометров. Дополнительная сложность состоит и в том, что электроны тормозного излучения, рожденные внутри кристалла, где генерируется ПРИ вперед, так же могут дифрагировать в нём, что приводит к усложнению интерпретации результатов измерений. Несовершенство структуры кристалла также может оказаться на характеристики регистрируемого излучения. Следовательно, задача определения выхода ПРИ вперед в эксперименте [6] с учетом всех вышеперечисленных факторов представляется важной и актуальной.

Экспериментальная аппаратура и методика измерений. Поскольку результаты измерений с помощью КДС зависят от экспериментальных условий, приведем краткое описание схемы эксперимента [6] (см. рисунок 1) и характеристики регистрирующей аппаратуры. Электроны, ускоренные до конечной энергии $E_0=500$ МэВ, сбрасывались на монокристаллическую мишень, установленную в гониометре. Исследуемое излучение проходило через коллиматор, очищалось магнитом и поступало в экспериментальный зал, где была установлена регистрирующая аппаратура. Параметры электронного пучка, экспериментальной аппаратуры, методика ориентации и измерения спектров дифрагированного излучения приведены в [10,11,12]. Измерения проводились на монокристалле вольфрама с размерами $\varnothing 8.5 \times 0.41$ мм³, ориентацией $<111>$ и поверхностной мозаичностью $\sigma \leq 0.2$ мрад.

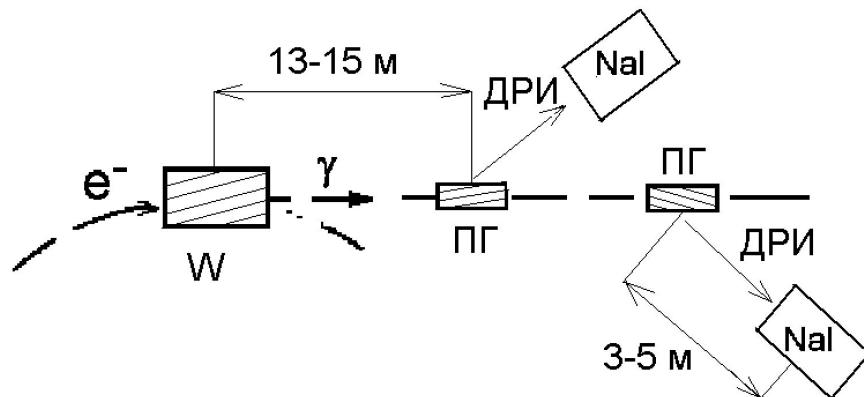


Рис. 1: Схема эксперимента [6]. W - кристалл вольфрама; ПГ - кристаллы пиролитического графита; NaI – NaI(Tl) спектрометры.



Для выделения излучения с фиксированной энергией использовались два кристалл-дифракционных спектрометра на основе мозаичных кристаллов пиролитического графита и NaI(Tl) детекторов с размерами $40 \times 1\text{мм}^3$. Для условий эксперимента [6] энергетическое разрешение спектрометров $\Delta\omega/\omega \sim 1\text{-}2\%$ слабо зависит от мозаичности кристаллов, а определяется их угловой апертурой и углом коллимации дифрагированного излучения $\Delta\Theta_x=0.4\text{-}0.7$ мрад. Распределение мозаичности кристаллов графита было определено в процессе измерения дифракционной кривой и выхода на пик дифракции для каждого из углов расположения детектора в эксперименте [12] и контролировалось в процессе выхода на пик дифракции при перестройке энергии фотонов, на которую настраивался дифрактометр, в эксперименте [6].

В отличие от традиционных спектрометров рентгеновского излучения КДС "вырезает" узкую спектральную линию с $\Delta\omega/\omega \sim 0.01\text{-}1\%$ [13], а его эффективность и энергетическое разрешение определяются характеристиками использованного кристалла и геометрией измерений [13,14]. При использовании совершенных кристаллов энергетическое разрешение КДС существенно лучше и может достигать значений $10^{-4} - 10^{-5}$ для энергии фотонов $\omega \sim 100$ кэВ [13]. Тем не менее их использование в экспериментальной физике ограничено, в основном, определением точных значений энергий в ядерной спектрометрии из-за её низкой величины $\sim 10^{-10}$ и неопределённости значения эффективности, существенно зависящей от качества структуры кристалла.

При использовании мозаичных кристаллов эффективность существенно возрастает, а разрешение ухудшается. Тем не менее, выбором геометрии измерений можно обеспечить разрешение, сопоставимое с разрешением полупроводникового детектора, см., например [6,15]. Главным достоинством мозаичных кристаллов с характерным размером блоков мозаики меньше длины первичной экстинкции регистрируемого излучения или так называемых мозаичных кристаллов класса b [16] является возможность выполнения абсолютных измерений, поскольку эффективность спектрометра, сделанного на их основе, может быть рассчитана с погрешностью не хуже 5% [15]. Самым известным представителем таких кристаллов является пиролитический графит [17,18]. В последнее время, в основном для целей нейтронографии [19], рентгеновской и гамма-астрономии [20] создаются другие кристаллы, обладающие такими же свойствами.

Для кристалл-дифракционного спектрометра с эффективностью $\epsilon(\omega, \theta)$ выход регистрируемого излучения с фиксированной энергией ω_i в заданный телесный угол $\Delta\Omega$, определяемый размерами и расположением кристалла-анализатора, $Y(\omega_i)$ может быть записан в следующем виде:

$$Y(\omega_i) = \int_{\Delta\omega_i} d\omega \int_{\Delta\Omega} \epsilon(\omega, \theta) \frac{d^2 I(\omega, \theta, \varphi, T)}{d\omega d\Omega} d\Omega, \quad (1)$$

где $\Delta\omega_i$ - спектральный карман, вырезаемый кристалл-дифракционным спектрометром для i -того порядка отражения, а $\frac{d^2 I(\omega, \theta, \varphi, T)}{d\omega d\Omega}$ спектрально-угловое распределение интенсивности регистрируемого излучения. Интегрирование ведётся по всем углам вылета и энергиям фотонов с учётом попадания излучения в кристалл-анализатор и эффективности используемого кристалл-дифракционного спектрометра.

В случае узкого углового захвата спектрометра по сравнению с характерным углом излучения γ^{-1} зависимостью эффективности спектрометра от угла влёта фотона можно пренебречь. Это позволяет определить спектрально-угловую плотность интенсивности регистрируемого излучения $I(\omega, \theta_H)$ по результатам измерений. Здесь θ_H - угол наблюдения относительно оси пучка излучения.

$$I(\omega, \theta_H) = \frac{\omega \Delta N(\omega, \theta_n, i)}{\Delta \Omega(\theta_H) \epsilon(\omega_i, \theta_H, i) \Delta \omega_i}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta N(\omega, \theta_n, i)$ - зарегистрированный выход фотонов для этих ω , θ_H и i -того порядка отражения, $\epsilon(\omega_i, \theta_H, i)$ - эффективность спектрометра для этих условий, усреднённая по энергетическому захвату $\Delta \omega_i$, $\Delta \Omega(\theta_H)$ - телесный угол, перекрываемый кристаллом-анализатором для угла наблюдения θ_H .

В эксперименте [6] было впервые зарегистрировано два конкурирующих эффекта: увеличение выхода фотонов фиксированной энергии за счёт проявления нового динамического эффекта- ПРИ вперед в области энергий фотонов $\omega < \gamma\omega_p$, где γ -Лоренц-фактор, а ω_p -плазменная частота среды, и уменьшение выхода излучения за счёт дифракции фотонов тормозного излучения, рождённого внутри кристалла, на его кристаллографических плоскостях в диапазоне энергий фотонов $\omega \sim \gamma\omega_p$ (см. рисунок 2а). Последнее получило в цитируемой статье название дифракционного подавления выхода тормозного излучения. Оба эффекта наблюдались при выполнении условий дифракции на плоскостях кристалла вольфрама для фотонов с энергией, на которую были настроены дифрактометры.

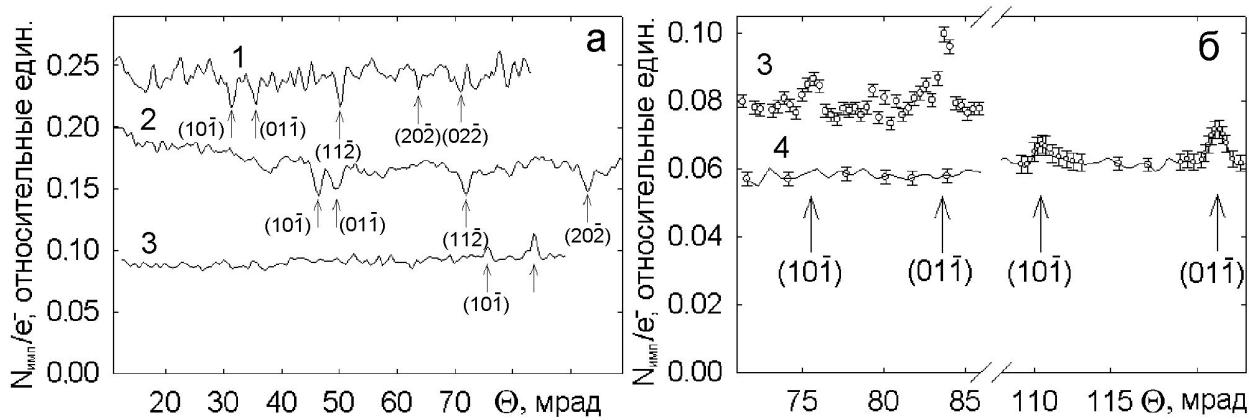


Рис. 2: Ориентационные зависимости выхода рентгеновского излучения в эксперименте [6]. 1 - $\omega=96$ кэВ; 2 - $\omega=67$ кэВ; 3 - $\omega=40$ кэВ 4 - $\omega=28.3$ кэВ.

Степень проявления обоих эффектов определяется соотношением собственной ширины спектральной линии каждого из этих механизмов и энергетического захвата КДС. Иными словами, для анализа результатов эксперимента [6] важна не только эффективность КДС, определяемая, в основном, мозаичностью использованных кристаллов [15], но и энергетическое разрешение, зависящее от геометрии измерений и, в частности, от точки вылета фотона из кристалла-анализатора, то есть числа переотражений



фотонов в нём. Поэтому использование уже известных методик расчёта отражающей способности мозаичных кристаллов пиролитического графита [12,17] и связанных с ней характеристик КДС оказалось недостаточно для адекватной обработки результатов измерений [6] и была разработана новая методика расчёта характеристик КДС на основе мозаичных кристаллов с помощью метода Монте-Карло [15] не имеющая ограничений на число переотражений фотона в кристалле и позволяющая более точно учитывать все экспериментальные условия.

Расчёт выхода рентгеновского излучения. Для выделения вкладов ПРИ вперед и эффекта дифракционного подавления тормозного излучения, а также с целью проверки адекватности рассчитанных в [15] значений эффективности кристалл-дифракционных спектрометров по методике близкой к методике, использованной в работах [12,21], проведен расчёт спектрально-углового распределения γ -излучения из кристалла вольфрама в эксперименте [6] и регистрируемого КДС выхода излучения, в телесный угол, вырезаемый кристалл-дифракционными спектрометрами.

Для энергий электронов порядка 1 ГэВ, проходящих через конденсированное вещество, электромагнитное излучение в области энергий фотонов $\omega \leq 200$ кэВ генерируется через механизмы переходного и тормозного излучений. Спектрально-угловое распределение интенсивности переходного излучения (ПИ) на границе вакуум-среда может быть представлено в виде [22]:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \frac{2e^2\theta^3}{\pi} \left| \frac{1}{\theta_\gamma^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta_\gamma^2 + \gamma^{-2} + \omega_p^2/\omega^2} \right|^2, \quad (3)$$

где θ_γ - угол вылета фотона, отсчитываемый относительно направления движения электрона. Для условий анализируемого эксперимента ПИ генерируется только на выходной грани кристалла, так как толщина мишени была существенно больше длины поглощения фотонов с интересующей нас энергией. По этой же причине интерференция переходного излучения с входной и выходной граней не учитывалась.

Для ультрарелятивистских частиц и мягких фотонов ($\omega \ll E_0$) спектрально-угловое распределение интенсивности тормозного излучения (ТИ) на единицу длины пути в аморфном веществе может быть представлено в виде [22]:

$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma^2}{\pi X_0} \frac{1 + \gamma^4\theta_\gamma^4}{(1 + \gamma^2\theta_\gamma^2)^4}, \quad (4)$$

где X_0 - радиационная длина, а θ_γ - угол вылета фотона

Известно (см., например. [1,23]), что тормозное излучение в плотной среде в области частот $\omega \leq \gamma\omega_p$ подавлено вследствие эффекта поляризации среды, а степень подавления зависит как от энергий фотона и электрона, так и от угла вылета фотона. В расчётах использовалось выражение для спектрально-углового распределения тормозного излучения, приведённое в работе [24].



$$\frac{d^2I}{d\omega d\Omega} = \frac{\gamma^2}{\pi X_0} \frac{(1 + \frac{\gamma^2 \omega_p^2}{\omega^2})^2 + \gamma^4 \theta_\gamma^4}{(1 + \frac{\gamma^2 \omega_p^2}{\omega^2} + \gamma^2 \theta_\gamma^2)^4}. \quad (5)$$

Угол вылета фотона в выражениях 3-5 отсчитывается от направления движения излучающего электрона. Тогда как в эксперименте, как правило, измеряется распределение выхода результирующего излучения $Y(\omega, \theta)$ в зависимости от угла наблюдения θ в интервале телесных углов, определяемом коллиматором с углом коллимации ϑ_c .

Для получения такой информации необходимо учесть рассеяние электронов внутри мишени. Для расчёта спектрально-углового распределения тормозного излучения с учетом многократного рассеяния в соответствии с методикой [12,21] мишень разбивается на большое число слоев толщиной Δt . Угловое распределение электронов $P(t, \theta_e, \varphi_e)$ после i -того слоя рассчитывается путём свертки распределения по углам многократного рассеяния частиц в этом слое с распределением влетающих в него электронов. Предполагалось, что угловое распределение электронов после прохождения слоя вещества толщиной Δt описывается распределением Мольера [25].

В этом случае спектрально-угловое распределение тормозного излучения, рождённого на заданной глубине t внутри кристалла, $\frac{d^2I^*(\omega, \theta, \varphi, t)}{d\omega d\Omega}$ определяется посредством свертки спектрально-углового распределения тормозного излучения (4) или (5) в зависимости от условия задачи с угловым распределением электронов на этой глубине и может быть записано в виде:

$$\frac{d^2I^*(\omega, \theta, \varphi, t)}{d\omega d\Omega} = \int P(t, \theta_e, \varphi_e) d\Omega_e \int \frac{d^2I(\omega, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)}{d\omega d\Omega_\gamma} f(\vec{n}, \vec{n}_e, \vec{n}_\gamma) d\Omega_\gamma. \quad (6)$$

Здесь $\vec{n}_e(\theta_e, \varphi_e)$ и $\vec{n}_\gamma(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ вектора, описывающие направления распространения электронов и фотонов в лабораторный системе отсчёта и в системе, связанной с направлением движения электрона, соответственно. $\vec{n}(\theta, \varphi) = \vec{n}_e + \vec{n}_\gamma$ - вектор направления фотона в лабораторной системе координат, а $f(\vec{n}, \vec{n}_e, \vec{n}_\gamma)$ - функция, описывающая связь этих векторов между собой.

Спектрально-угловое распределение результирующего тормозного излучения из кристалла толщиной T может быть получено интегрированием выражения (6) по толщине мишени с учетом поглощения излучения в ней.

$$\frac{d^2I^*(\omega, \theta, \varphi, T)}{d\omega d\Omega} = \int_0^T \frac{d^2I^*(\omega, \theta, \varphi, t)}{d\omega d\Omega} \exp(-\mu(\omega) \cdot (T - t)) dt, \quad (7)$$

где $\mu(\omega)$ - линейный коэффициент поглощения фотонов с энергией ω .

Для КДС с эффективностью $\epsilon(\omega)$ (см. комментарий к формуле 2) выход излучения с фиксированной энергией ω_i в заданный телесный угол $\Delta\Omega$ может быть представлен в следующем виде:

$$Y(\omega_i) = \int_{\Delta\omega_i} \epsilon(\omega) d\omega \int_{\Delta\Omega} \frac{d^2I^*(\omega, \theta, \varphi, T)}{d\omega d\Omega} d\Omega, \quad (8)$$



где как и раньше $\Delta\omega_i$ - спектральный карман, вырезаемый кристалл-дифракционным спектрометром для i -того порядка отражения, а интегрирование ведётся по всем углам вылета и энергиям фотонов с учётом попадания излучения в кристалл анализатор и эффективности используемого кристалл-дифракционного спектрометра.

Для области энергий фотонов $\omega \leq \gamma\omega_p$ необходимо дополнительно учесть вклад переходного излучения. С учетом рассеяния электронов в процессе прохождения мишени спектрально-угловое распределение ПИ, испускаемого с выходной грани мишени, имеет вид:

$$\frac{d^2I^*(\omega, \theta, \varphi, T)}{d\omega d\Omega} = \int P(T, \theta_e, \varphi_e) d\Omega_e \int \frac{d^2I(\omega, \theta_\gamma, \varphi_\gamma)}{d\omega d\Omega_\gamma} f(\vec{n}, \vec{n}_e, \vec{n}_\gamma) d\Omega_\gamma. \quad (9)$$

Здесь $P(T, \theta_e, \varphi_e)$ - угловое распределение электронов на выходе из мишени. Остальные обозначения совпадают с введёнными выше. По аналогии с (8) выход излучения, зарегистрированный кристалл-дифракционным спектрометром, может быть записан:

$$Y(\omega_i) = \int_{\Delta\omega_i} \epsilon(\omega) d\omega \int_{\Delta\Omega} \frac{d^2I^*(\omega, \theta, \varphi, T)}{d\omega d\Omega} d\Omega, \quad (10)$$

При отсутствии интерференции между ПИ и ТИ полный выход излучения, зарегистрированный спектрометром, определяется стандартным образом:

$$Y(\omega_i) = Y(\omega_i) + Y(\omega_i). \quad (11)$$

Выражения 8-11 для выхода излучения, регистрируемого кристалл-дифракционным спектрометром, записаны для расположения кристалла-анализатора на оси первично-го пучка электронов. В случае необходимости таким же образом может быть определен и выход излучения $Y(\omega_i, \theta_H)$ для произвольного угла расположения кристалл-анализатора θ_H .

Обработка результатов измерений. Определение выхода ПРИ вперед.

Результаты измерений выхода излучения вне области дифракционных эффектов, полученные в ходе обработки данных эксперимента [6], приведены в таблице 1. Погрешность абсолютизации экспериментальных данных $\sim 15\%$ обусловлена погрешностью измерения числа электронов, прошедших через кристалл, с помощью индукционного датчика [10,11].

Различие зарегистрированных выходов излучения для разных энергий фотонов обусловлено сильной зависимостью отражающей способности кристалла пиролитического графита от порядка отражения и энергии фотонов, а также зависимостью сечения поглощения фотонов и эффективности их регистрации детектором NaI(Tl) от энергии квантов. Выход излучения для энергий фотонов 28.3 кэВ, 40 кэВ, 67 кэВ и 96 кэВ получен непосредственно из измеренных ориентационных зависимостей выхода излучения в области отсутствия дифракционных эффектов [26]. Значения выхода излучения для энергий фотонов 80 кэВ и 120 кэВ получены из спектров излучения для одной ориентации кристалла графита и расположения детектора дифрагированного излучения и нескольких порядков отражения в области отсутствия дифракционных эффектов [27].



Таблица 1: Результаты измерения выхода излучения с помощью КДС в эксперименте [6]

ω , кэВ	Y , имп./элект.	P_{al}^{-1}	$P_{воз}^{-1}$	ϵ_ω	K_Σ
28.3	$0.48 \cdot 10^{-9}$	1.21	1.82	0.91	2.4
40	$1.24 \cdot 10^{-9}$	1.07	1.504	1	1.61
67	$7.87 \cdot 10^{-9}$	1.031	1.352	0.74	1.88
80	$0.13 \cdot 10^{-9}$	1.025	1.325	0.45	3.00
96	$1.45 \cdot 10^{-9}$	1.022	1.316	0.36	3.76
120	$0.57 \cdot 10^{-10}$	1.02	1.297	0.21	6.30

Две следующие колонки таблицы учитывают поглощение излучения в выходном фланце ускорителя (0.5 мм алюминия) и в воздухе на пути от ускорителя до детектора P_{al} и P , соответственно. ϵ_ω - эффективность NaI(Tl)-детекторов, использованных в анализируемом эксперименте, для энергии фотонов ω , рассчитанная методом Монте-Карло в работе [14]. Необходимость использования моделирования вместо традиционного подхода, учитывающего только сечение поглощения из-за фотоэффекта и толщину сцинтиллятора, обусловлена тем, что в спектральных измерениях ($\omega=80$ кэВ и 120 кэВ) вылет фотонов ХРИ йода уменьшает регистрируемый выход излучения в "фитируемом" участке спектра.

$K_\Sigma = \frac{1}{P_{al} \cdot P \cdot \epsilon_\omega}$ - итоговый поправочный коэффициент, связывающий измеренное значение выхода излучения с его "истинным" значением.

$$Y_{exp} = Y \cdot K_\Sigma. \quad (12)$$

Для подтверждения адекватности методики расчёта выхода излучения, приведённой в предыдущем разделе, и методов определения эффективностей КДС и NaI(Tl)-детекторов, развитых в [14,15], в таблице 2 приведены результаты сопоставления экспериментальных и расчётных выходов излучения, полученных в соответствии с выражениями, приведёнными в предыдущем разделе. То есть учтены подавление интенсивности тормозного излучения из-за эффекта плотности [24], поглощение излучения в кристалле вольфрама, вклад переходного излучения с выходной грани мишени и спектральная зависимость эффективности использованных в эксперименте кристалл-дифракционных спектрометров.

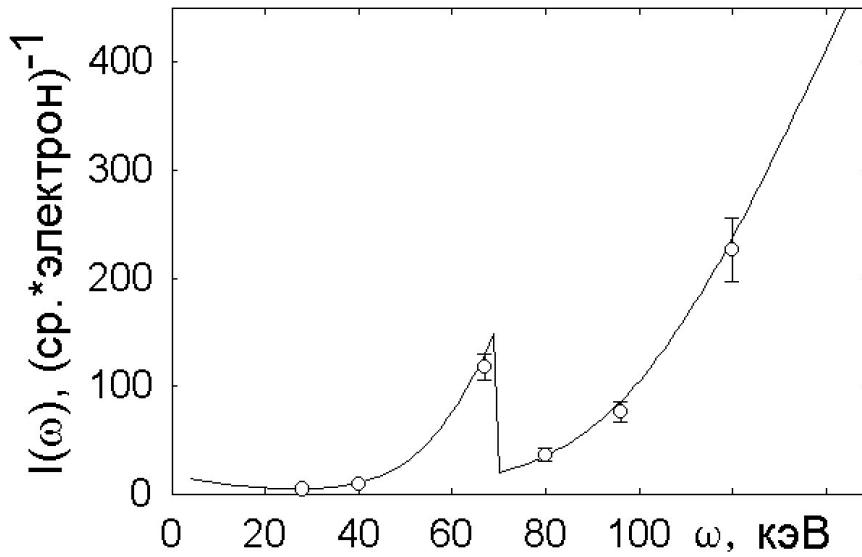
Из таблицы 2 видно, что несмотря на отмеченные выше различия значений измеренных выходов излучения, зависимость эффективности регистрации и поглощения фотонов от их энергии результаты измерений согласуются с расчётом в пределах погрешности абсолютизации экспериментальных данных.

Хорошее согласие результатов измерений с расчётом подтверждает возможность использовать КДС на основе мозаичных кристаллов класса b для измерений спектрально-углового распределения излучения неизвестного состава. Полученная из экспериментальных данных таблицы 2 по формуле 2 зависимость спектрально-угловой плотности интенсивности излучения от энергии фотонов приведена на рисунке 3 - точки. Ошибки

Таблица 2: Сравнение результатов измерения и расчёта выхода излучения для условий эксперимента [6]

ω , кэВ	Y_{exp} фот./элект	Y_{calc} фот./элект	Y_{exp}/Y_{calc}
28.3	$1.16 \cdot 10^{-9}$	$1.27 \cdot 10^{-9}$	0.96
40	$2.00 \cdot 10^{-9}$	$2.13 \cdot 10^{-9}$	0.95
67	$14.8 \cdot 10^{-9}$	$15.5 \cdot 10^{-9}$	0.95
80	$0.40 \cdot 10^{-9}$	$0.36 \cdot 10^{-9}$	1.1
96	$5.1 \cdot 10^{-9}$	$5.15 \cdot 10^{-9}$	0.99
120	$3.6 \cdot 10^{-10}$	$3.47 \cdot 10^{-10}$	1.04

статистические и не включают погрешность определения числа электронов, прошедших через кристалл. Здесь же сплошной линией показана расчётная зависимость ТИ+ПИ, полученная с соответствием с подходом, приведённым в предыдущем разделе, для круглого коллиматора с углом колимации $\vartheta_c=0.5$ мрад ($\Delta\Omega = 7.854 \cdot 10^{-7}$ стер).

Рис. 3: Угловая плотность интенсивности излучения вне области влияния дифракционных эффектов в эксперименте [6]: \circ - эксперимент, кривая - расчёт.

В качестве ΔN использовалось значение выхода излучения, приведённое во втором столбце таблицы 2. Остальные параметры: $\Delta\Omega(\omega_i) = \Delta\theta_x \cdot \Delta\theta_y$ - телесный угол, перекрываемый кристаллом анализатором при измерении выхода излучения с энергией ω_i , $\epsilon(\omega_i)$ - эффективность спектрометра для этой энергии фотонов и порядка отражения, усреднённая по энергетическому захвату спектрометра $\Delta\omega_i$, рассчитаны по методике [15] с учетом пространственных размеров пучка электронов на кристалле [10] и приведены в таблице 3. Величина $\Delta\omega_i$ определялась как энергетический диапазон, где выход



Таблица 3: Характеристики дифрактометра для условий эксперимента [6]

ω_i , кэВ	$\Delta\Omega = \Delta\theta_x \cdot \Delta\theta_y$, стер.	$\epsilon(\omega_i)\%$	$\Delta\omega_i$, кэВ
28.3	$2.26 \cdot 10^{-7}$	7.68	0.433
40	$2.27 \cdot 10^{-7}$	6.08	0.628
67	$2.39 \cdot 10^{-7}$	3.35	1.052
80	$2.27 \cdot 10^{-7}$	0.32	1.22
96	$3.35 \cdot 10^{-7}$	0.97	1.98
120	$2.27 \cdot 10^{-7}$	0.047	1.79

дифрагированного излучения на уровне 10^{-3} от значения в максимуме и выше.

Как и следовало ожидать, экспериментальные и расчётные значения спектрально-угловой плотности интенсивности излучения согласуются между собой с точностью порядка погрешности определения числа электронов, прошедших через кристалл вольфрама. Это подтверждает высказанное ранее утверждение, что кристалл-дифракционные спектрометры на основе мозаичных кристаллов класса *b* можно использовать для измерения спектрально-угловой плотности интенсивности излучения неизвестного спектрального состава. Здесь следует отметить, что в работе [7], где использовался тот же кристалл вольфрама и КДС на основе кристалла кремния, измеренный выход излучения оказался в два с лишним раза больше, чем результаты расчёта, что связано, по-видимому, с несовершенством использованного в цитируемой работе кристалла кремния.

В тоже время, следует отметить, что восстановленные значения величины $I(\omega) \sim$ на 10% меньше расчётных, тогда как результаты измерений в среднем на 5% меньше результатов расчёта (см. таблицу 2). По-видимому, это связано с заменой реального распределения спектральной эффективности спектрометра, которое использовалось для расчёта выхода излучения, приведённого в таблице 2, прямоугольником с той же площадью в выражении 2. Другой причиной могут быть несколько разные телесные углы для каждой из зависимостей. Расчёт спектрально-угловой плотности интенсивности излучения выполнен для телесного угла $\Delta\Omega = 7.854 \cdot 10^{-7}$ стер., тогда как реальные углы, перекрываемые кристаллом-анализатором спектрометра, менялись от $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ стер. до $\sim 3 \cdot 10^{-7}$ стер. (см. таблицу 3).

Удовлетворительное согласие восстановленных по результатам измерений с помощью КДС значений спектрально-угловой плотности интенсивности излучения с расчётом вне области влияния дифракционных эффектов (см. рисунок 2) позволяет получить значение выхода фотонов ПРИ вперед на основе данных, полученных в эксперименте [6] для энергии фотонов $\omega=40$ кэВ и 28.3 кэВ.

Для энергии фотонов $\omega=40$ кэВ, телесного угла $\Delta\Omega = 2.27 \cdot 10^{-7}$ ср и энергетического захвата спектрометра $\Delta\omega = 0.628$ кэВ (полная ширина) зарегистрированное превышение выхода в максимуме ориентационной зависимости для плоскости $(01\bar{1})$ $\Delta Y_{exp} = (0.58 \pm 0.1) \cdot 10^{-9}$ фотон/электрон $\sim 28\%$ от суммарного выхода тормозного и переходного из-



лучений вне области влияния дифракционных эффектов. Следовательно, спектрально-угловая плотность интенсивности ПРИ под малым углом к скорости частицы в кристалле вольфрама в эксперименте [6] $I(\omega) = 2.58 \text{ (ср*электрон)}^{-1}$.

Для энергии фотонов $\omega = 28.3 \text{ кэВ}$ зарегистрированный выход фотонов ПРИ вперед $\Delta Y_{exp} = (0.26 \pm 0.05) \cdot 10^{-9}$ фотон/электрон $\sim 22\%$ от суммарного выхода тормозного и переходного излучений. Что для телесного угла $\Delta\Omega = 2.26 \cdot 10^{-7}$ ср и энергетического захвата спектрометра $\Delta\omega = 0.433 \text{ кэВ}$ даёт значение спектрально-угловой плотности интенсивности ПРИ вперед $I(\omega) = 0.96 \text{ (ср*электрон)}^{-1}$. Меньшее значение выхода фотонов ПРИ вперед для этой энергии фотонов обусловлено их более сильным поглощением в веществе кристалла. При уменьшении энергии фотонов с 40 кэВ до 28.3 кэВ длина поглощения уменьшается с $l_a = 48.38 \mu\text{м}$ до $19.42 \mu\text{м}$

В работе [26] на основе анализа результатов эксперимента [6] для энергий фотонов $\omega = 67 \text{ кэВ}$ и 96 кэВ показано, что кристалл вольфрама, использованный в работах [6,7], не является совершенным, а принадлежит к мозаичным кристаллам класса $a\alpha$ [16]. То есть, он содержит микроблоки, размер которых больше длины первичной экстинкции, разориентированные друг относительно друга на угол порядка $\sigma \approx 0.2 \text{ мрад}$. Поэтому при выполнении условий дифракции для какой либо энергии фотонов в этом кристалле наблюдается эффект дифракционного подавления выхода тормозного излучения с этой энергией [6,26].

Интенсивность ПРИ под малыми углами к скорости частицы строго вдоль направления скорости электрона равна нулю, а максимум в угловом распределении соответствует углу $\theta_{||}^{FPXR} = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{\gamma^{-2} + (\omega_0/\omega)^2}$ [28]. Поскольку $\theta_{||}^{FPXR} \approx 1.3 \text{ мрад} \gg \sigma_m 0.2$, эффект дифракционного подавления на нём не оказывается. Однако поскольку оба эффекта реализуются для одних и тех же углов ориентации кристалла вольфрама, а разрешение КДС существенно хуже, чем энергетический эквивалент ширины "столика" Дарвина $\Delta\omega \sim 20\text{-}40 \text{ эВ}$, эффект дифракционного подавления уменьшает выход регистрируемого излучения. Следовательно, наблюдавшиеся в работе [6] ориентационные зависимости (ОЗ) выхода фотонов фиксированной энергии с $\omega = 40 \text{ кэВ}$ и 28.3 кэВ представляют собой сумму непрерывной подложки тормозного и переходного излучений нечувствительной к ориентации кристалла, на которой практически для одного и того же угла ориентации кристалла наблюдаются два разнонаправленных дифракционных эффекта. Эффект ПРИ вперед, увеличивающий выход излучения, и эффект дифракционного подавления выхода ТИ, уменьшающий выход регистрируемого излучения. Величина итогового эффекта определяется энергией электронов и фотонов, характеристиками кристалла и степенью несовершенства его микроструктуры.

В соответствии с результатами работы [26] для условий эксперимента [6], совершенного кристалла, плоскости $(01\bar{1})$ и энергии фотонов $\omega = 40 \text{ кэВ}$ глубина провала, обусловленного дифракцией тормозного излучения, должна быть $\sim 4.5\%$ от интенсивности ТИ. Для эффективной длины пробега фотонов до выхода из кристалла $l_{ph} \approx 63 \mu\text{м}$, рассчитанной по методике [29], и среднего размера блоков $l_{бл} \sim 40 \mu\text{м}$ (см. там же) из-за наличия мозаичности должно дополнительно наблюдаться дифракционное подавление выхода тормозного излучения в кристаллах класса $a\alpha$ порядка 7% от вклада тормозного излучения. С учетом того факта, что для $\omega = 40 \text{ кэВ}$ вклад ТИ в полную



интенсивность излучения $\approx 80\%$ [26], истинное значение спектрально-угловой плотности интенсивности ПРИ под малым углом к скорости частицы для энергии фотонов ω_{40} кэВ $I(\omega) \approx 3.0$ ($\text{ср}^*\text{электрон}$) $^{-1}$.

Для $\omega=28.3$ кэВ эффективная длина пробега фотонов в кристалле вольфрама $l_{ph} \sim 24$ мкм меньше характерной длины микроблока [29], поэтому дифракционное подавление выхода тормозного излучения будет практически таким, же как и для совершенного кристалла, и составлять $\sim 5.5\%$ от интенсивности тормозного излучения [26]. Поскольку для $\omega=28.3$ кэВ вклад ТИ уже не является преобладающим ($\sim 32\%$ от полной интенсивности излучения [26]), потери наблюдаемой интенсивности ПРИ вперед из-за эффекта дифракционного подавления ТИ не превышают 1.5-2% от уровня подложки. Поэтому угловая плотность интенсивности ПРИ под малым углом к скорости частицы для этой энергии фотонов $I(\omega) \approx 1.0$ ($\text{ср}^*\text{электрон}$) $^{-1}$.

Как уже отмечено выше, интенсивность ПРИ вперед для энергии фотонов $\omega = 28.3$ кэВ меньше, чем для $\omega=40$ кэВ в том числе и из-за их более сильного поглощения в веществе кристалла. Поэтому для понимания соотношения выходов излучения и сравнения с теорией более информативным представляется сопоставление значений спектрально-угловой плотности интенсивности излучения на единицу длины пути. С учётом различия эффективных длин пробега фотонов разных энергий в кристалле вольфрама удельные угловые плотности интенсивности ПРИ под малым углом к скорости частицы в эксперименте [6] будут ~ 476 ($\text{ср}^*\text{электрон}^*\text{см}$) $^{-1}$ и ~ 417 ($\text{ср}^*\text{электрон}^*\text{см}$) $^{-1}$ для энергии фотонов 40 кэВ и 28.3 кэВ, соответственно, то есть отличаться менее, чем на 20%. С учетом погрешности нормировки ($\sim 15\%$) и восстановления значения угловой плотности интенсивности излучения по результатам измерений ($\sim 5\text{-}10\%$, см. комментарий к рисунку 3) удельные угловые плотности интенсивности ПРИ вперёд для энергии фотонов 40 кэВ и 28.3 кэВ совпадают. Следует отметить, что из-за меньшего значения эффективной длины пробега фотонов с $\omega=28.3$ кэВ электроны, которые генерируют фотоны с этой энергией, прежде чем дойти до области генерации испытывают более сильное многократное рассеяние, что также уменьшает выход фотонов с этой энергией.

Заключение. Результаты проведённых исследований кратко можно сформулировать следующим образом:

1) Кристалл-дифракционные спектрометры на основе мозаичных кристаллов класса b, например, пиролитического графита, могут быть использованы для измерений спектрально-угловых распределений излучения быстрых электронов.

2) Апробированы методики моделирования характеристик кристалл-дифракционных спектрометров на основе мозаичных кристаллов класса b и эффективности тонких кристаллов NaI(Tl).

3) Проведена количественная обработка результатов эксперимента [6] по поиску и исследованию параметрического рентгеновского излучения под малым углом к скорости частицы в кристалле вольфрама и получены оценки угловой плотности интенсивности этого излучения.

4) Показано, что с учетом погрешности нормировки и восстановления значения угловой плотности интенсивности излучения по результатам измерений в эксперименте



[6] удельные угловые плотности интенсивности ПРИ вперёд для энергии фотонов 40 кэВ и 28.3 кэВ не отличаются.

Авторы выражают благодарность соавторам работ [6,26,27,29] за участие в разработке и реализации методик, использованных в процессе исследований, и помочь при проведении измерений.

Литература

1. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях / М.Л. Тер-Микаэлян – Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1969. – 459с.
2. Гарibyan G.M. Квантовая микроскопическая теория излучения равномерно движущейся заряженной частицы в кристалле. Т. 61. / G.M. Гарibyan, Ян Ши //Письма в ЖЭТФ. – 1971. – № 9. – С.930-943.
3. Барышевский В.Г. О переходном излучении гамма-квантов в кристалле. Т. 61./ В.Г. Барышевский, И.Д. Феранчук// Письма в ЖЭТФ. - 1971. - №9. - С.944-948.
4. Барышевский В.Г. Дифракционные явления в процессах спонтанного и колективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах Т.4 / В.Г. Барышевский, И.Я. Дубовская //Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твёрдое тело. М.: ВИНТИ – 1991. – С.129 – 225.
5. Brenzinger K.H. Investigation of the production mechanism of parametric X-ray radiation / K.H. Brenzinger, C. Herberg, B. Limburg et al //Z. Phys. A. – 1997. – V.358. – P.107 – 114.
6. Алейник А.Н. Экспериментальное обнаружение параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистских электронов, движущихся в кристалле вольфрама Т.80. / А.Н. Алейник, А.Н. Балдин, Е.А. Богомазова и др. //Письма в ЖЭТФ. – 2004. – №6. – С.446 – 451.
7. Backe H. Forward diffracted parametric X radiation from a thick Tungsten single crystal at 855 MeV electron energy / H. Backe, W. Lauth, A. F. Scharafutdinov et al. // Proc. SPIE Vol. 6634, 66340Z (arXiv:physics/0609151 v1 18 Sep 2006)
8. Backe H. Forward diffracted parametric X radiation from a silicon crystal/H. Backe, A. Rueda, W. Lauth, N. Clawiter, M. El-Ghazaly, P. Kunz, T. Weber. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.–2005.– V.234– P.130–147.
9. Likhachev V. On the parametric X-ray along the velocity of an emitting particle / V. Likhachev, N. Nasonov, A. Tulinov, P. Zhukova //Вестник Воронежского государственного университета. – 2005. - - №2. – С.98-103.

10. Адищев Ю.Н. Экспериментальное исследование гамма-излучения электронов при канализировании в кристалле алмаза т.35 / Адищев Ю.Н., Воробьев С.А., Забаев В.Н. и др. // Ядерная Физика – 1982. – №1 – С.108–116.
11. Калинин Б.Н. Автоматизированная система ориентирования монокристаллических мишеней в электронном ускорителе/ Б.Н.Калинин, Е.И. Коновалова, Г.А. Плешков и др./ ПТЭ - 1985. - № 3 - С.31-35.
12. Внуков И.Е. Мягкая компонента излучения канализированных электронов в кристалле кремния / И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, А.А. Киряков, Г.А. Науменко, Д.В. Падалко, А.П. Потылицын //Изв. ВУЗов. Физика – 2001. – №3 – С.71-80.
13. Волков Н.Г. Методы ядерной спектрометрии: Учебное пособие для вузов/ Н.Г. Волков, В.А.Христофоров, Н.П.Ушаков.// М.: Энергоатомиздат.– 1990.– 256с.
14. Бакланов Д.А. Использование мозаичных кристаллов для измерения спектрально-угловых характеристик излучения быстрых электронов в кристаллах / Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, С.А. Лактионова, Р.А. Шатохин // Научные ведомости БелГУ. Серия Математика, Физика. – 2011 – №23 – С. 177–191.
15. Бакланов Д.А. Расчёт отражающей способности мозаичных кристаллов класса b методом Монте-Карло / Д.А.Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Ж.Т. Зыонг, С.А. Лактионова, Р.А. Шатохин // Поверхность. – 2011. – №4 – С.13–18
16. Джеймс Р. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей / Р. Джеймс - М.: Изд-во Иностр. Лит., 1950. – 464с.
17. Chabot M. X-ray reflectivities, at low and high order of reflection, of flat highly oriented pyrolytic graphite crystals /Chabot M., Nicolai P., Wohrer K., Rozet J.P., Touati A., Chetioui A., Vernhet D. and Politis M.F. //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. – 1991. – V.61. - P.377-384.
18. Ohler M. Direct observation of mosaic blocks inhighly oriented pyrolytic graphite / M. Ohler, J. Baruchel, A.W. Moore, Ph. Galez, A. Freund //Nucl. Instr. and Meth. B. – 1997. – V. 129. – P.257-260.
19. Santisteban J.R. Time-of-flight neutron transmission of mosaic crystals //Journal of applied crystallography -2005 – V.38, N0.6, P. 934-944.
20. Fronterra F. Crystals for X- and γ -ray space telescopes / F. Fronterra // Channeling 2010, Book of Abstracts – October 2010 – Ferrara, Italy – P.141.
21. Внуков И.Е. Источник рентгеновского излучения с перестраиваемой энергией для медицинских целей т. 808. / И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Р.А. Шатохин // Вестник Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. – 2008. - №2 – С.25 – 36.



22. Базылев В.А. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях / В.А. Базылев, Н.К. Жеваго – М.: Наука, 1987. – 272с.
23. Anthony P.L. Measurement of dielectric suppression of bremsstrahlung/P.L. Anthony, R. Becker-Srendy, P.E. Bosted, M. Cavalli-Sforza, L.P. Keller, L.A. Kelley, S.R. Klein, G. Niemi, M.L. Perl, L.S. Rochester, J.L. White // Phys. Rev. Lett.–1996–V.76–№19–p.3350-3353.
24. Клейнер В.П. Поляризационное тормозное излучение быстрого заряда в конденсированной среде / В.П. Клейнер, Н.Н. Насонов, Н.А. Шляхов // УФЖ – 1992. – Т.57 – №1 – С.48-62.
25. Bethe H.A. Moliere's theory of multiple scattering. / Bethe H.A.// Phys. Rev. –1953– V.89–№6– p.1256-1266.
26. Бакланов Д.А. Влияние мозаичности кристаллов на наблюдаемые характеристики рентгеновского излучения под малым углом к направлению скорости частицы / Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Ж.Т. Зыонг, С.А. Лактионова, Р.А. Шатохин // Поверхность. – 2011 – №4 – С.5-12.
27. Baklanov D.A. Influence of crystals mosaicity on observed characteristics of X-ray emission along the propagation velocity of fast electrons in thick tungsten crystals / D.A. Baklanov, T.G. Duong, S.A. Laktionova, R.A. Shatokhin, I.E. Vnukov, Yu.V. Zhandarmov // IL Nuovo Cimento C –2011–V.34–№4–P.125-132– DOI 10.1393/ncc/i2011-10933-7.
28. Kubankin A. An investigation of the parametric X-rays along the velocity of emitting particle. / A. Kubankin, N. Nasonov, V. Sergienko, I. Vnukov // Nucl. Instr. and Meth. B – 2003. – V. 201. – P.97-113.
29. Бакланов Д.А. Оценка размеров микроблоков в мозаичных кристаллах по характеристикам излучения быстрых электронов / Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, С.А. Лактионова, Р.А. Шатохин // Поверхность – 2012 – №11 – С.78-88.

Yield determination of Parametric X-ray radiation at small angle to the velocity of fast electrons in tungsten crystal

**I.E. Vnukov, Yu.V. Zhandarmov, S.A. Laktionova,
O.O. Pligina, M.A. Sidnin**

Belgorod National Research University, Belgorod, Russia, e-mail: vnukov@bsu.edu.ru

Abstract. Treatment results of experimental data on investigation of yield of parametric X-ray at small angles along the electrons velocity in a tungsten crystal are presented. The measurements were made on Tomsk synchrotron by means of crystal grating spectrometers based on mosaic crystals of pyrolytic graphite. Values of forward PXR angular density for the photons energy of $\omega=40$ keV and 28.3 keV were obtained. Influence of bremsstrahlung photons diffraction and microstructure of the crystal on the resulting emission yield is discussed.



Keywords: fast electron, diffraction, crystal, measurement, parametric X-ray radiation, crystal diffraction spectrometer, mosaicity, data treatment, angular density of radiation intensity

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Внуков И.Е. – доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой общей и прикладной физики инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Жандармов Ю.В. – аспирант инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Лактионова С.А. – аспирантка инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Плигина О.О. – аспирантка инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Сиднин М.А. – студент инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

**Cosmogenic ${}^7\text{Be}$ in ground level air in Rostov-on-Don (Russia) (2001-2011)**

E.A. Buraeva^a, V.S. Malyshevsky^{a2}, V.C. Nephedov^a, B.I. Shramenko^b,
V.V. Stasov^a, L.V. Zorina^a

^a Southern Federal University, 344090, Rostov-on-Don, Russia

^b National Science Center «Kharkov Physical-Technical Institute», 61108, Kharkov, Ukraine
e-mail: vsmalyshevsky@sfedu.ru

Abstract. The deposition flux of cosmogenic ${}^7\text{Be}$ in the industrial city Rostov-on-Don (Russia) from 2001 to 2011 has been measured. The variations of annual ${}^7\text{Be}$ deposition flux appear to be mainly correlated with the number of the meteorological parameters and solar activity. For the first time correlations of the volume activity of cosmogenic ${}^7\text{Be}$ with such meteorological parameters as temperature, precipitation, wind speed, atmospheric pressure, relative humidity are identified.

Keywords: ${}^7\text{Be}$, beryllium, atmospheric flux, cosmogenic radionuclides, precipitation, sunspot activity, aerosols.

Introduction. To date, the monitoring of radionuclides in the atmospheric boundary layer suggests that a substantial contribution to the radioactivity of the surface air gives a short-lived isotope ${}^7\text{Be}$ ($T_{1/2}=52.3$ days) of the cosmogenic origin. Variations of the contents of ${}^7\text{Be}$ in the air are associated with the solar activity and have a characteristic seasonal variation and latitude dependence. Due to the rapid decay, its activity in plants varies depending on the synoptic conditions. Therefore, ${}^7\text{Be}$ is of interest not only in terms of radiation exposure on biological systems but can also be an indicator of rates of exchange in plants, and, as a consequence, an indicator of the accumulation by natural environments of pollutants entering the atmosphere. ${}^7\text{Be}$ is one of the few radionuclides that are independent of anthropogenic activity. Therefore it can be used as a monitor to detect sources of other radionuclides into the atmosphere. This is what makes ${}^7\text{Be}$ a convenient indicator for a rapid assessment of potential air pollution and air exchange in the environment. Therefore, the study of occurrence processes, transportation and migration of the radionuclide ${}^7\text{Be}$ in the environment is of great interest.

It is believed that the main reactions leading to the formation of beryllium isotopes in Earth's atmosphere occur in the interaction of cosmic rays with nuclei of nitrogen and oxygen (Nagai, et.al., [1]), which are the main components of the air. These are the so-called "spallation" reactions: ${}^{14}\text{N}(\text{p},\text{X}){}^7\text{Be}$, ${}^{16}\text{O}(\text{p},\text{X}){}^7\text{Be}$ (up to 70–80%), ${}^{14}\text{N}(\text{n},\text{X}){}^7\text{Be}$ and ${}^{16}\text{O}(\text{n},\text{X}){}^7\text{Be}$ (up to 20–30%) (Yoshimori, [2]). Another possible mechanism of formation of beryllium isotope ${}^7\text{Be}$ in the upper atmosphere can be the photo-nuclear reactions ${}^{14}\text{N}(\gamma,\text{X}){}^7\text{Be}$, ${}^{16}\text{O}(\gamma,\text{X}){}^7\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}(\gamma,\text{X}){}^7\text{Be}$. It is shown (Bezuglov, et.al., [3]) that the contribution of the photonuclear mechanism is comparable with the contribution of the proton and neutron channel of ${}^7\text{Be}$ formation in the atmosphere. The contribution of the photonuclear reactions to the total ${}^7\text{Be}$ production in the atmosphere is not less than 10%.

During changes in the solar activity (reduced number of sun spots is the Wolf number, URL [4]) within the 11-year solar cycle and aperiodic bursts of solar activity, the geomagnetic

²Corresponding author.



field changes, cosmic rays are deflected and, correspondingly, the ^{7}Be production rate changes (Taplos, et.al., [5]). A decrease of the ^{7}Be production rate corresponds to an increase of solar activity (increase of the Wolf number) and vice versa, i.e., there is an anticorrelation between the ^{7}Be content in the atmospheric air and the Wolf number with coefficient $k = -0.81$ according to Ioannidou A. [6] and $k = -0.83 \pm 0.03$ according to Stozhkov [7]. Over the 11-year solar cycle, the yearly average content at the maximum and minimum differs by approximately 45%. The ^{7}Be production rate also depends on the geographical coordinates of the observations station because of the effect of the Earth's magnetic field on the cosmic ray distribution (Papastefanou, et.al. [8]).

Long (more than two cycles of solar activity) systematic measurements on the global network of stations must be performed in order to determine reliably the relation between the ^{7}Be volume activity in the air layer at the ground and the solar activity against the background of variations of a different origin. The results of the determination of ^{7}Be in the atmosphere in 1974–1999 at 26 stations were analyzed by Taplos, et.al., [5]. The existence of the anticorrelation indicated above, which explains about 54% of all temporal variations of the ^{7}Be for stations in Australia, New Zealand, and North America and only 18% of the variations for the stations in South America and Antarctica, has been proven.

Long-time measurements (1987–2003) were performed by Papastefanou, et.al. [9] at temperate latitudes ($40^{\circ}38'$). Under especially favorable conditions (regularity of measurements of the meteorological parameters, absence of any effect due to some of them, and so forth), a correlation between the ^{7}Be content and the Wolf number can be determined reliably. Thus, measurements performed under the conditions of a dry and hot climate showed (Al-Azmi, et.al., [10]) that the changes of the yearly average volume activity of ^{7}Be depend on the Wolf number. A correlation cannot be established under different, less favorable, conditions (Petrova, et.al. [11]).

Almost immediately after they are formed, the ^{7}Be nuclei precipitate in submicron-size aerosols, and transport with air masses, settling, and washing out by precipitation determines their subsequent fate. The methods used to determine the life time of aerosols (the period of time during which half of the initial content of the aerosols is removed from the atmosphere) and the results obtained are presented by Papastefanou [8,9]) together with data for other observation points (Greece, Germany, California, Hong Kong). It has been suggested that the data be divided into two groups: 2.6–15 days (average 8.8 days) for the air layer at the ground and 21–35.4 days (average 28.2 days) for the troposphere. According to other ideas, the first group describes tropospheric and the second stratospheric aerosols. Estimates obtained using the model of Koch, et.al., [12] give 24–30 days for tropospheric aerosols and 1 yr. for stratospheric aerosols.

Materials and methods. The variations of the ^{7}Be volume activity in the air layer at the ground depend on the exchange of air masses between the stratospheric and tropospheric reservoirs, dry and wet fallout, and tropospheric processes (vertical transport, advection) [13]. Measurements of the ^{7}Be content in aerosols (1 per week) and precipitation (1 per month) are performed at the aspiration station of the Southern Federal University (Rostov-on-Don, Russia) in 2001–2011 as part of the monitoring of the radioactivity of the atmospheric



layer at the ground in Rostov-on-Don ($47^{\circ}14' \text{ NL}$; $39^{\circ}42' \text{ EL}$). The location of the station at temperate latitudes with a temperate continental climate and comparatively low precipitation imparts special significance to the systematic monitoring of ${}^7\text{Be}$ in the atmosphere.

A ventilation setup with a filter consisting of FPP-15-1.7 Petryanov fabric with total area 0.56 m^2 and a liquid Lambrecht micromanometer were used to obtain the samples. According to the measurements, the air flow rates were approximately $630 \text{ m}^3/\text{h}$ initially ("fresh"filter) and $510 \text{ m}^3/\text{h}$ after 7 days of exposure. The exposed filter was air dried and pressed into 35 mm in diameter and 10-30 mm high pellets. Three or four days after the filter was removed, the γ -ray spectrum was measured in 12-24 h with a Ge(Li) or HPGe detector of the low-background setup. ${}^7\text{Be}$ was determined according to the 477 keV peak. The dust content in air was found according to the mass difference between the exposed and clean filter.

Results and discussion. As a result of continuous measurements of ${}^7\text{Be}$ volume activity in surface air of Rostov-on-Don for the period 2001-2011 we found that the atmospheric aerosols concentration varies from 0.025 to 27.0 mBq/m^3 , with an average grade on record 6.0 mBq/m^3 .

Analysis showed that the data are sufficient to determine the anticorrelation between the ${}^7\text{Be}$ volume activity and the solar activity. We were able to establish the dependence of the ${}^7\text{Be}$ volume activity for the second half of the 23rd and the first half of the 24th cycles of solar activity. The yearly and monthly average ${}^7\text{Be}$ volume activity (Figs. 1 and 2, respectively) increases toward the end of the 23rd cycle and reaches a maximum at solar activity minimum of the 24th cycle at 2008. The corresponding scatter plot for the period 2001-2011 is shown in Fig. 4f. There is an anticorrelation between the ${}^7\text{Be}$ content in the atmospheric air and the Wolf number with coefficient $k = -0.42$.

It is clear the volume activity of ${}^7\text{Be}$ does not react to short-time variations of the Wolf numbers. To reliably determine the dependence of the ${}^7\text{Be}$ concentration in the surface layer of the atmosphere on solar activity variations the systematic determination of ${}^7\text{Be}$ in the global network of stations (more than 2 cycles of solar activity) are needed.

The seasonal variation of ${}^7\text{Be}$ in aerosols, which is well known for different latitudes and climatic conditions and is associated with the spring rearrangement of the atmosphere in the stratosphere-troposphere system, is quite clearly detected. As a rule, the seasonal variation of the ${}^7\text{Be}$ volume activity exhibits a spring-summer maximum and an autumn-winter minimum. Thus, for temperature latitudes (Greece) the summer maximum is $7.29\text{--}6.96 \text{ mBq/m}^3$ and the winter minimum is $2.75\text{--}4.09 \text{ mBq/m}^3$ (Ioannidou, et.al., [6]). For Moscow (Russia), the spring-summer maximum is $4.3\text{--}4.6 \text{ mBq/m}^3$ and the autumn-winter minimum is $2.6\text{--}3.3 \text{ mBq/m}^3$ (Petrova, et.al. [11]). Our data show that spring-summer maximum of the ${}^7\text{Be}$ volume activity in aerosols is observed yearly (Fig. 2) and on the average over 2001-2011 (Fig. 3).

The average ratios of the maximum to minimum values of the seasonal average of the ${}^7\text{Be}$ content equal approximately 2.6 (for Moscow 1.6 over 1996-2001). Fourier analysis of the entire set of data over ten years confirms the seasonal variation - the period of the first dominant harmonic is 52 weeks. Previously obtained (Buraeva, et.al., [13]) the five-year average (2001-2005) of ${}^7\text{Be}$ volume activity in aerosols in Rostov-on-Don was about

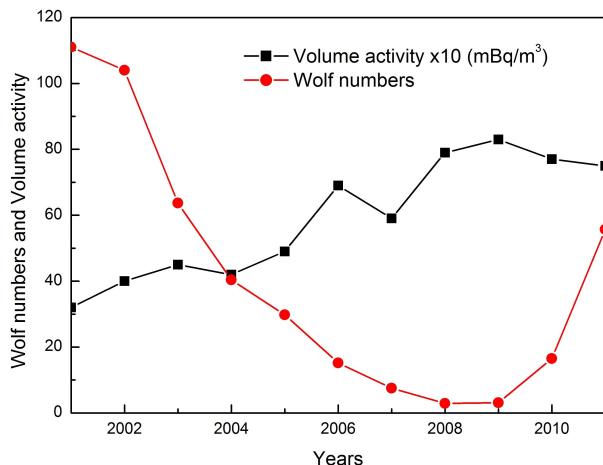


Рис. 1: The yearly average ${}^7\text{Be}$ volume activity and solar activity for period 2001-2011 (note that to be placed on the same graph the ${}^7\text{Be}$ volume activity increased 10 times).

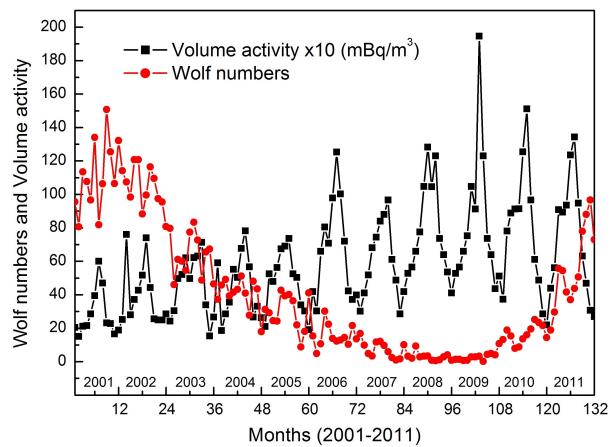


Рис. 2: The monthly average ${}^7\text{Be}$ volume activity and solar activity for period 2001-2011 (note that to be placed on the same graph the ${}^7\text{Be}$ volume activity increased 10 times).

3.9 mBq/m³. The increase in the average ${}^7\text{Be}$ volume activity nearly doubled (up to 6.0 mBq/m³) due to the minimum of solar activity in 2008 and growth in the production of cosmogenic beryllium in the atmosphere as a consequence.

The salient features of the seasonal variation of the ${}^7\text{Be}$ content in aerosols from one year to another are related with the changes in the meteorological conditions (temperature, precipitation, wind speed, atmospheric pressure, relative humidity). The Table 1 shows the average meteorological parameters for the city of Rostov-on-Don during the observation period 2001-2011. The corresponding scatter plot for the period 2001-2011 and correlation coefficients are shown in Fig. 4.

At temperate latitudes, the amount of precipitation has the greatest effect on the ${}^7\text{Be}$ concentration. The generalized results of an analysis of the relation between the ${}^7\text{Be}$ content in aerosols and precipitation show (Fig. 4c) the presence of anticorrelation with a coefficient $k = -0.21$. The opposite relation between the ${}^7\text{Be}$ content in aerosols and precipitation is due to selective washing out of the atmosphere by precipitation. The volume activity and atmospheric pressure are similarly linked (Fig. 4a). This is understandable, because the increase in precipitation is accompanied by a decrease in atmospheric pressure.

After falling onto the ground, ${}^7\text{Be}$ accumulates in the soil-vegetation cover. The maximum amount of precipitation, occurring in June-July, decreases the ${}^7\text{Be}$ concentration in aerosols immediately after its summer maximum in July. On the whole, this is in agreement with the data on the effect of precipitation on the ${}^7\text{Be}$ content in the atmosphere at temperate latitudes (Ioannidou, et.al., [6]). Wet precipitation is the most effective mechanism for removing ${}^7\text{Be}$ from the atmosphere. The wash-out coefficient is estimated by Buraeva, et.al., [13] to be 30–60% and depends on the dispersity of the aerosol and the type of precipitation (snow,

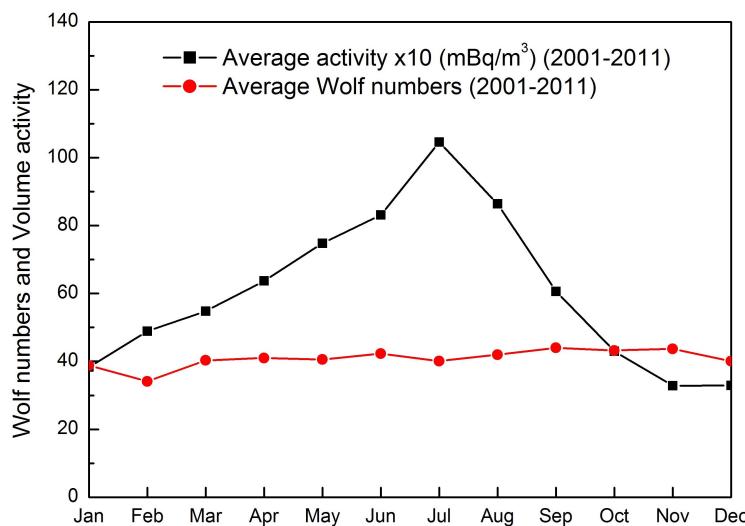


Рис. 3: The yearly average for period 2001-2011 seasonal variation of ${}^7\text{Be}$ volume activity and solar activity (note that to be placed on the same graph the ${}^7\text{Be}$ volume activity increased 10 times).

Таблица 1: Volume activity of ${}^{210}\text{Pb}$ and meteorological parameters averaged over the year.

Year	Rainfall, mm	Temperature, °	Wind speed, m/s	Relative humidity, %	Atmospheric pressure, mm Hg
2001	67.0	10.0	1.9	71.7	755.5
2002	46.0	10.3	1.8	69.2	756.0
2003	52.0	9.0	1.9	70.8	756.8
2004	78.0	10.2	1.7	75.1	755.3
2005	58.0	10.8	1.9	71.6	756.2
2006	47.0	10.4	3.1	69.8	755.9
2007	31.0	12.3	4.2	64.8	755.3
2008	36.0	10.8	4.3	69.5	756.3
2009	51.0	10.9	4.4	70.8	755.5
2010	45.0	11.9	5.1	68.8	755.0
2011	48.0	10.1	4.4	69.2	756.1

rain, downpour, protracted), which lower the ${}^7\text{Be}$ content almost all year.

Seasonal course of ${}^7\text{Be}$ repeats the change in temperature for the observation period. There is a direct correlation of these parameters. The temperature dependence of the ${}^7\text{Be}$ concentration (Fig. 4d) is determined over a period of ten years and the correlation with temperature (Fig. 4, $k = 0.61$) has been established.

During the observation period the wind speed since 2006 has doubled (see Table 1), which may assist to increase the role of wind lifting of radionuclides in the near-surface atmosphere.

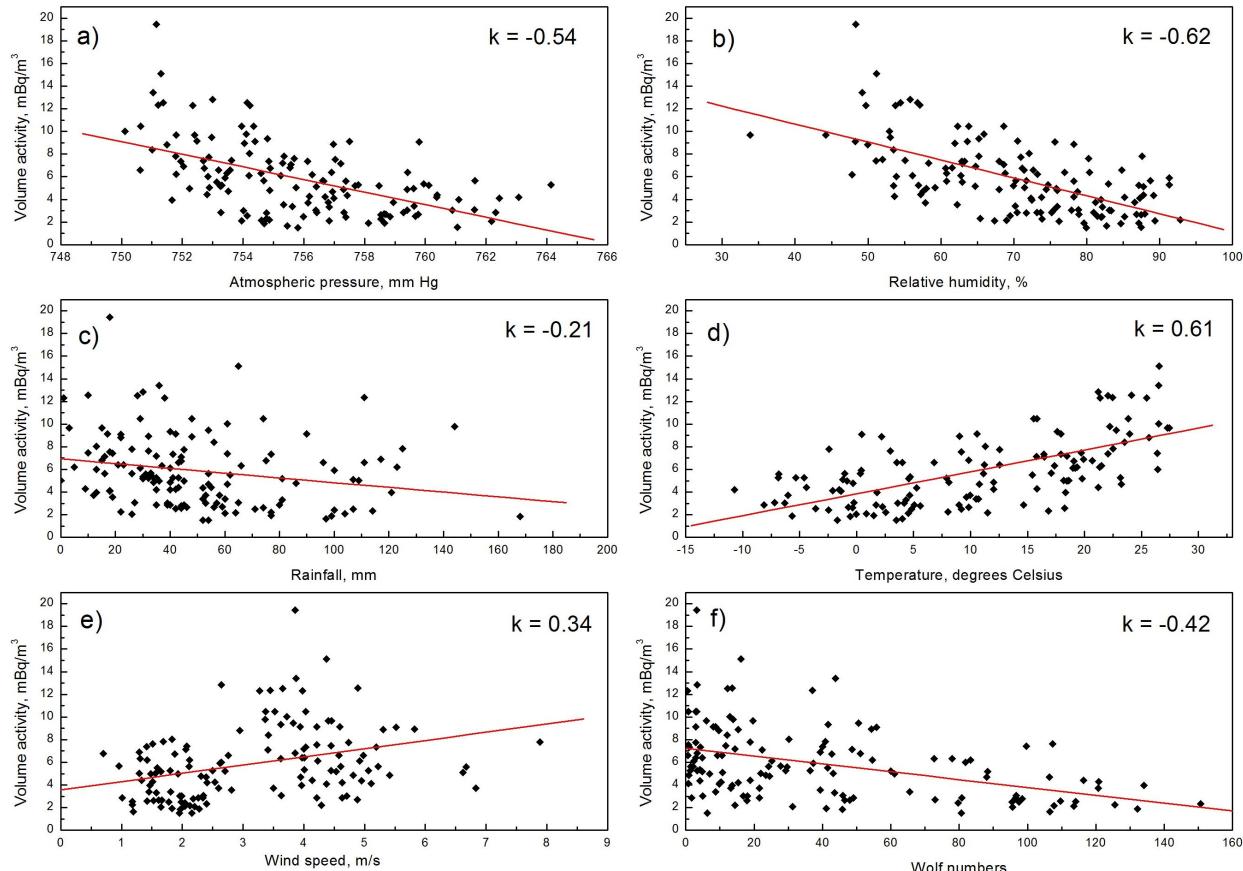


Рис. 4: Scatterplot showing the correlation between meteorological parameters, solar activity and volume activity.

Since 2006 the east and north-east winds was dominated, and in 2009 just east wind was dominated. These changes in meteorological parameters (mostly wind speed/direction, and relative humidity) contribute to the winds lifting of the soil dust and increase the volume activity of beryllium in the air. The correlation with wind speed is $k = 0.34$ (Fig. 4e).

The dependence of the activity concentration of ${}^7\text{Be}$ in the surface atmosphere of Rostov-on-Don on the relative humidity of the air is inverted (Fig. 4b, $k = -0.62$). Basically, at the highs of ${}^7\text{Be}$ activity in surface air the relative humidity decreases. In most cases the maximum volume activity of ${}^7\text{Be}$ for the period of July to September with the lowest values of relative humidity (below 50%). Such a dependence of the ${}^7\text{Be}$ in atmospheric aerosols on the amount of rainfall and relative humidity confirms the washout of aerosols by the precipitation.

Conclusions. On the whole, the results of our analysis of the ${}^7\text{Be}$ content in atmospheric aerosols and meteorological parameters illustrate the main features of the variation of these quantities and their relation with the regional climatic characteristics. The variations of



annual ${}^7\text{Be}$ deposition flux appear to be mainly correlated with the number of the meteorological parameters and solar activity. For the first time correlations of the volume activity of cosmogenic ${}^7\text{Be}$ with such meteorological parameters as temperature, precipitation, wind speed, atmospheric pressure, relative humidity are identified. The correlations allow one to predict radioactive contamination of the atmosphere in future.

Acknowledgement. This work was supported by Federal Program of the Russian Ministry of Science and Education "Scientific and scientific-pedagogical personnel of innovative Russia" (grant number 14.A18.21.0633). The final stage of this work was supported by Russian Foundation for Basic Research and by National Academy of Sciences of Ukraine grant number 12-08-90401-Ukr_a.

References

1. Nagai, H., Tada, W., and Kobayashi, T. 2000. Production rates of ${}^7\text{Be}$ and ${}^{10}\text{Be}$ in the atmosphere. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 172, 796–801.
2. Yoshimori, M. 2005. Production and behavior of beryllium 7 radionuclide in the upper atmosphere. *Adv. Space Res.* 36, 922–926.
3. Bezuglov, M. V., Malyshevsky, V. S., Fomin, G. V., Torgovkin, A. V., Shramenko, V. I., Malykhina, T. V. 2012. Photonuclear production of cosmogenic beryllium-7 in the terrestrial atmosphere. *Physical Review C*. 86, 024609 (1-5).
4. URL, Solar Influences Data Analysis Center (SIDC), <http://sidc.oma.be/>
5. Taplos, S., Rimbu, N., and Borsan, D. 2005. Solar forcing on the ${}^7\text{Be}$ -air concentration variability at ground level. *J. Atm. Solar Terr. Phys.* 67, 1626–1631.
6. Ioannidou, A., Manolopoulou, M., and Papastefanou, C. 2005. Temporal changes of ${}^7\text{Be}$ and ${}^{210}\text{Po}$ concentrations in surface air at temperate latitudes (40°N). *App. Rad. Isotopes*. 63, 277–284.
7. Stozhkov, Y. 2002. The role of cosmic ray in the atmospheric processes. *J. Phys.* 6, 2002.
8. Papastefanou, C. 2006. Residence time of tropospheric aerosols in association with radioactive nuclides. *Appl. Rad. Isotopes*. 64, 93–100.
9. Papastefanou, C., and Ioannidou, A. 2004. Beryllium-7 and solar activity. *App. Rad. Isotopes*. 61, 1493–1495.
10. Al-Azmi, D., Sayed, A. and Yatim, H. 2001. Variations in ${}^7\text{Be}$ concentrations in the atmosphere of Kuwait during the period 1994 to 1998. *App. Rad. Isotopes*. 55, 413–417.
11. Petrova, T. B., Okhrimenko, S. E., Vlasov, V. K. and Miklyaev, P. S. 2003. Beryllium-7 content in atmospheric air in Moscow. *ANRI*. No. 3, 22–29 (in Russian).



12. Koch, D., Jacob, D. and Graustein, W. 1996. Vertical transport of tropospheric aerosols as indicated by ${}^7\text{Be}$ and ${}^{210}\text{Pb}$ in chemical tracer model. *J. Geophys. Res.* 18, 651–666.
13. Buraeva, E. A., Davydov, M. G., Zorina, L. V., Malyshevsky, V. S. and Stasov, V. V. 2007. Content of cosmogenic ${}^7\text{Be}$ in the air layer at the ground at temperate latitudes. *Atomic Energy*. 102, No. 6.



УДК 621.315.592.9

Preparation and investigation of Cu_2ZnSnS_4

**V.S Zakhvalinskii, Nguen Thi Tham Hong, Fam Thi Thao, A.N.Hmara,
S.V.Taran, S.V.Ivanchikhin**

Belgorod National Research University, str. Pobedy, 85, Belgorod, 308015, Russia
e-mail: zakhvalinskii@bsu.edu.ru

Abstract. Synthesis of Cu_2ZnSnS_4 was realized by the pyrolytic decomposition method of stoichiometric composite of salines $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ (0.01M), $ZnCl_2$ (0.005M), $SnCl_2 \cdot 2H_2O$ (0.005M) and thiourea $SC(NH_2)_2$ beforehand dissolved in 50% alcoholic solution. X-ray powder diffraction analysis was carried out. That confirms the synthesis of stannite Cu_2ZnSnS_4 with space group $I\bar{4}2m$. The analysis of temperature dependence of the electrical conductivity polycrystalline samples Cu_2ZnSnS_4 shows that the behavior of the resistance of the sample Cu_2ZnSnS_4 in the temperature range 60-180 K is a subject of Mott hopping conduction mechanism of variable-range hopping.

Keywords: pyrolytic decomposition, photovoltaic structures, semiconductors, electronic materials.

Introduction. Expansion of solar energy face quite a few problems and first of them is high price of photovoltaic structures and its low performance characteristics. The reasons of such a high cost of solar batteries is high price of traditional materials and technological processes. There are lost of attention payed to investigation of new materials for solar energetics. One of perspective materials for thin absorbing layers absorbing solar energy in photovoltaic structures is $Cu_2ZnSn(S, Se)_4$ composite. These quarter connections are direct gap semiconductors with forbidden band of 1-1.5 eV and quite a big absorption index ($\sim 10^4 cm^{-1}$) [1,2]. One of apparent advantages is low price and absence of toxicity. Maybe some day they will compete expensive layers with high absorbing $CuIn_{1-x}Ga_xSe_2$ that are used in solar units with performance $\sim 20\%$ [3]. Cu_2ZnSnS_4 also is very interesting for investigators such as thermo electrical material and photocatode material for extraction hydrogen out of water [4, 5].

Basic for Cu_2ZnSnS_4 are kesterite structure with space group $I\bar{4}$ and stannite with space group $I\bar{4}2m$. In these sublattice structures, occupied by S atoms are similar, but metals atoms are placed in different ways. In kesterite structure there are alternating layers Cu-Sn and Cu-Zn, but in stannite structure layers are Zn-Cu and Cu-Cu [6]. It has been found that the most stable structure for the Cu_2ZnSnS_4 is kesterite structure, but the difference in the total energy with the structure of stannite is very small [6].

In presented article it is described the technology of obtaining and presented the results of thermal relation of electroconductivity of polycrystalline samples Cu_2ZnSnS_4 .

Experiment. Synthesis of Cu_2ZnSnS_4 was realized by the pyrolytic decomposition method of stoichiometric composite of salines $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ (0.01M), $ZnCl_2$ (0.005M), $SnCl_2 \cdot 2H_2O$ (0.005M) and thiourea $SC(NH_2)_2$ beforehand dissolved in 50% alcoholic

solution. The obtained solution was subjected to drying at the temperature $70 - 80^\circ\text{C}$ for 30 hours. After this the material was grinded. The obtained powder was roasted in an oven at the temperature $400 - 450^\circ\text{C}$ during one hour in weak vacuum until full replacement of Cl_2 .

$\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ was obtained using the following reaction:

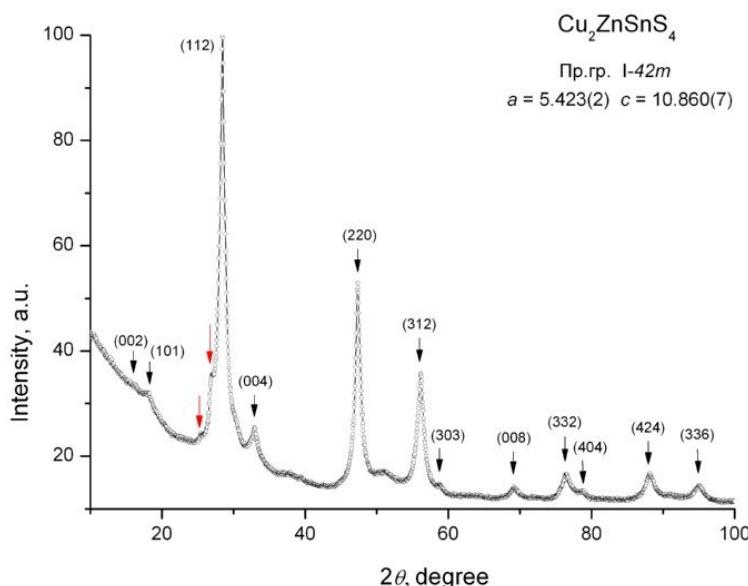


Рис. 1: The powder diffraction spectrum of $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ sample.

X-ray powder diffraction analysis was carried out on diffractometer Rigaku IV on powder, observation $\theta - 2\theta$, angle range $10 - 100$ deg., step 0.04 deg., velocity 2 deg/min., filter $\text{Ni}(K_\beta)$, $\text{CuK}_\alpha \lambda = 1,54056\text{\AA}$, without monochromator, in Bragg-Brentano geometry. Obtained powder diffraction pattern shown on figure 1.

The main peaks in Figure 1 coincide in position and relative intensities with those obtained in [7,8]. That confirms the synthesis of stannite $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$. We were not able to identify two weak less than 1% in the intensity peaks, marked by red arrows.

Electrical conductivity was tested in compressed polycrystalline samples of parallelepiped shape $2.6 \times 7.8 \times 1.4\text{mm}^3$. Measurements were made using a standard four-point probe method at temperatures ranging from 10 up to 320 K.

Results and discussion. Figure 2 shows the results of research by the four-point probe method of temperature dependence of the unit resistance in the temperature range from 10 up to 300 K. As seen from Figure 2, the temperature decreases leads to unit resistance growth. For the description of the electrical conductivity in heavily doped, disordered and amorphous semiconductors are often used various mechanisms of hopping conduction.

According to the existing theoretical concepts, the temperature dependence of the unit resistivity $\rho(T)$ in the hopping mode is described by a universal law [9,10]:

$$\rho(T) = A_p T^m \exp\left(\frac{T_{0p}}{T}\right)^{1/p} \quad (2)$$

Where A_p is constant pre-exponential factor, T_{0p} is a characteristic hopping temperature, $p = 1$ corresponds to the mechanism of conductivity over nearest neighbors, in the mode hopping conductivity with variable range of hopping (HCVRH) $p = 4$ with Mott mechanism, a $p = 2$ corresponds to the conductivity type of Shklovsky - Efros (SE) [10,11].

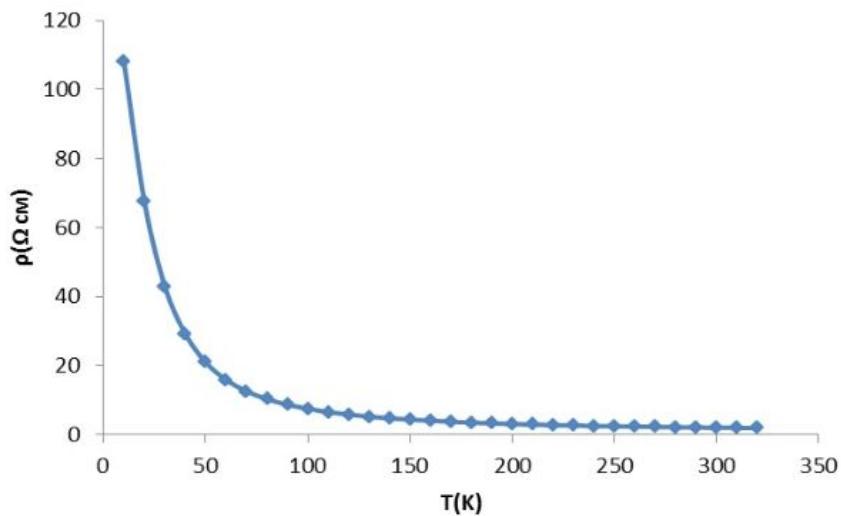


Рис. 2: The temperature dependence of the unit resistivity Cu_2ZnSnS_4 .

The temperature dependence of the unit resistivity Cu_2ZnSnS_4 in the coordinates $\ln(\rho/T^{1/4}) = f(T^{-1/4})$ with decreasing temperature in the range from $T_m \approx 60K$ up to $T_v \approx 180K$ dependence becomes linear, which is perfectly consistent with the Mott law. Calculated from the slope of this dependence, the value of T_{04} was 2.5×10^4 .

An important parameter that determines the conductivity:

$$W_0 = k(T_\nu^3 T_{04})^{1/4} \quad (3)$$

From (2) we obtain $W_0 = 50.1$ meV. This parameter is related to the width of the impurity band, $W \approx W_0/2$. This obtained value W_0 is comparable with obtained on samples Cu_2ZnSnS_4 in [12], where for some samples Cu_2ZnSnS_4 reached $W_0 = 45.1$ meV.

Conclusion. Thus, we were able to synthesize Cu_2ZnSnS_4 and X-ray analysis, confirming the results of the synthesis of stannite with space group $I\bar{4}2m$. In the present article were investigated the temperature dependence of the electrical conductivity polycrystalline samples Cu_2ZnSnS_4 . The analysis of these dependences shows that the behavior of the resistance of the sample Cu_2ZnSnS_4 in the temperature range 60-180 K is a subject of Mott hopping conduction mechanism of variable-range hopping.



Some of the results presented in this study was obtained as part of the State assignment 2.3309.2011.

References

1. Lewerenz, H.-J. ; Jungblut, H.: Photovoltaik - Grundlagen und Anwendungen. Springer-Verlag, 1995.
2. Plehanov S.I., Naumov A.V. Ocenka vozmozhnostej rosta proizvodstva solnechnyh jelementov na osnove CdTe, CIGS i GaAs/Ge v period 2010-2025 g.g. OAO NPP «KVANT», 2010.
3. I. Repins, M. A. Contreras, B. Egaas, C. DeHart, J. Scharf, C. L. Perkins, B. To, and R. Noufi Prog. Photovolt. // Res. Appl. – 2008. – 16, 235c.
4. I. Tsuji, Y. Shimodaira, H. Kato, H. Kobayashi, and A. Kudo, Chem. Mater. 22, 1402, 2010.
5. S. Ikeda, T. Nakamura, T. Harada, and M. Matsumura, Phys. Chem. Chem. Phys. 12, 13943, 2010.
6. B.V. Gabreljan, A.A. Lavrentev, I.J. Nikiforov. Vlijanie razlichnogo uporjadochenija v slojah metallov na jektronnuju jenergeticheskiju strukturu Cu_2ZnSnS_4 , 2012.
7. J. Madarasz, P. Bombicz, M. Okuya, S. Kaneko. Thermal decomposition of thiourea complexes of Cu(I), Zn(II), and Sn(II) chlorides as precursors for the spray pyrolysis deposition of sulfide thin films. //Solid State Ionics. – 2001.
8. K. Tanaka, N. Moritake, H. Uchiki. Preparation of Cu_2ZnSnS_4 thin films by sulfurizing sol-gel deposited precursors. //Solar Energy Materials Solar Cells. – 2007. – 91. – C. 1199–1201.
9. N. Mott and E.A.Davies, Electron Processes in Non-Crystalline Materials, Clarendon, Oxford, 1979; Mott N. F., Metal–Insulator Transitions, Taylor and Francis, London, 1990.
10. B.I. Shklovskii, and A.L. Efros, Electronic Properties of Doped Semiconductors, Springer, Berlin, 1984.
11. R. Laiho, K.G. Lisunov, E. Lahderanta, P.A. Petrenko, J. Salminen, M.A. Shakhov, M.O. Safontchik, V.N. Stamov, M.L. Shubnikov, V.S. Zakhvalinskii. J. Phys.: Cond. Matter 14, 8043 (2002).
12. M. c, K. G. Lisunov, A. Nateprov, S. Levchenko, V. Tezlevan, and E. Arushanov, Transport Properties of Cu_2ZnSnS_4 , Moldavian Journal of the Physical Sciences, V.11, №1-2, (2012), p.p.41-51.

**Получение и исследование Cu_2ZnSnS_4**

**В.С.Захвалинский, Нгуен Тхи Тхам Хонг, Фам Тхи Тхао, А.Н.Хмара,
С.В.Таран, С.В.Иванчихин**

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
ул. Студенческая, 14, Белгород, 308007, Россия, e-mail: zakhvalinskii@bsu.edu.ru

Аннотация. Синтез Cu_2ZnSnS_4 осуществлён методом пиролитического разложения стехиометрической смеси солей $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ (0.01M), $ZnCl_2$ (0.005M), $SnCl_2 \cdot 2H_2O$ (0.005M) и тиомочевины $SC(NH_2)_2$ предварительно растворённых в 50% водном растворе спирта. Был осуществлён порошковый рентгенофазовый анализ образцов, подтвердивший синтез станнита Cu_2ZnSnS_4 в пространственной группе $I\bar{4}2m$. Температурная зависимость электропроводности поликристаллических образцов Cu_2ZnSnS_4 в температурном диапазоне 60–180 К соответствует механизму прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по Мотту.

Ключевые слова: пиролитическое разложение, фотовольтаические структуры, полупроводники, материалы электроники.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Захвалинский В.С. – доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей и прикладной физики инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Нгуен Тхи Тхам Хонг – магистрант инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Фам Тхи Тхао – магистрант инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Хмара А.Н. – аспирант инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Таран С.В. – аспирант инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»

Иванчихин С.В. – бакалавр инженерно-физического факультета НИУ «БелГУ»



УДК 537.9 539.213

Равновесие и устойчивость тройных стыков в наноламинате медь-ниобий**А.О. Боев, А.Г. Липницкий**

НОиИЦ «Наноструктурные материалы и нанотехнологии»,
 ул. Королева, 2а, Белгород, 308034, Россия,
e-mail: antoha0022@gmail.ru, lipnitskii@bsu.edu.ru

Аннотация. Методом молекулярной статики исследованы вопросы стабильности слоистой структуры в многослойном композите с нанометровой толщиной слоев Cu/Nb с ориентацией близкой к ориентации Курдюмова-Закса, которая преимущественно реализуется в данных композитах. Из результатов моделирования установлено, что слоистая структура сохраняется благодаря устойчивости тройных стыков, которые образуются при выходе границы зерна в Nb на межфазную границу Cu/Nb.

Ключевые слова: медь-ниобий, энергия межфазной границы, устойчивость тройного стыка.

Введение. В настоящее время металлические многослойные композиты, полученные различными методами (метод магнетронного напыления, прокатка и т. д.), находят широкое применение в различных отраслях производства, например, в микроэлектронике[1], ядерной энергетике[2] и других. Свойства композитов напрямую связаны со стабильностью их структуры[2], которая определяется устойчивостью тройных стыков, образованных границами зерен и межфазными границами. Смещение тройных стыков приводит к тому, что композиты отклоняются от первоначальных слоистых структур и могут образовывать другие конфигурации (например зиг-заг образная в работе[3]) при повышенных температурах. Движущей силой таких процессов является стремление к минимуму свободной энергии.

На сегодняшний день вопросы устойчивости тройных стыков, образуемых границами зерен и межфазными границами, которые часто наблюдаются в структуре многослойных композитов с нанометровой толщиной слоев при выходе границы зерна на межфазную границу, остаются мало изучены. Теория, описывающая равновесие и устойчивость тройных стыков, была развита в недавней работе[4] и еще не применялась для конкретных систем. Основными величинами этой теории являются энергии границ (межфазных и межзеренных), образующих тройной стык, а также анизотропия этих энергий. Данные величины трудно определить из экспериментальных исследований в твердых фазах, поэтому их удобно получать, используя компьютерное моделирование.

В настоящей статье рассматривается тройной стык в многослойном композите с нанометровой толщиной слоев (~ 10 нм) каждого компонента (наноламинате) Cu/Nb (структура изображена на Рис. 1). Система Cu/Nb часто рассматривается в качестве модельной при изучении свойств металлических наноламинатов. Для описания межатомного взаимодействия в системе Cu/Nb использовались межатомные потенциалы[5], построенные в рамках метода погруженного атома.



Методы исследования и образцы. Равновесие тройного стыка в системах с анизотропией энергий границ раздела γ_i описывается уравнением Херринга[4]:

$$\sum_{i=1}^3 \left(\gamma_i \hat{l}_i + \frac{\partial \gamma_i}{\partial \theta_i} \hat{n}_i \right) = 1 \quad (1)$$

Где γ_i - энергия границы i , \hat{l}_i - единичный вектор, параллельный границе i и перпендикулярный линии тройного стыка, $\frac{\partial \gamma_i}{\partial \theta_i}$ - производная энергии межфазной границы по углу, описывающему плоскость положения границы, \hat{n}_i - единичный вектор, перпендикулярный границе i .

В случае отсутствия анизотропии энергии границы, производная $\frac{\partial \gamma_i}{\partial \theta_i} = 0$, и тогда уравнение (1) переписывается в следующем виде:

$$\sum_{i=1}^3 \gamma_i \hat{l}_i = 1 \quad (2)$$

Это уравнение широко применяется при описании металлических материалов, но в случае анизотропии энергии межфазной границы учет производной является принципиальным. Уравнение Херринга (1) описывает равновесие тройного стыка, однако его не достаточно для прогноза устойчивости тройного стыка в анизотропных системах (например межфазная граница Cu/Nb на 1), так как для анизотропных систем существует 3 возможных решения уравнения: максимум (нестабильное положение), минимум (стабильное положение), седловая точка. Поэтому для описания устойчивости тройного стыка в анизотропных системах необходимо ввести дополнительные критерии.

Авторами[4] было получено условие устойчивости тройного стыка в анизотропной системе:

$$\frac{\partial^2 \gamma_i}{\partial \theta_i^2} \leq -\gamma_i \quad (3)$$

Таким образом, для определения равновесия и устойчивости тройного стыка из уравнений (1) и (3) необходимо знать значения энергий границ, образующих тройной стык в наноламинате Cu/Nb, а также их зависимость от положения плоскости межфазной границы (анизотропию).

В данной работе проблема равновесия тройных стыков рассмотрена на примере выхода высокоэнергетической границы зерна в ниобии $\Sigma 33$ на межфазные границы Cu[111]/Nb[110] и Cu[111]/Nb[-1-10] (Рис. 1).

Для расчета энергий границ был использован метод молекулярной статики, в котором для описания межатомных потенциалов в системе Cu/Nb используется метод погруженного атома[5]. Метод расчета энергии межфазной границы заключается в построении двух рядов модельных образцов дисковой формы разного радиуса из меди и ниobia. Первый ряд образцов – диски из меди и ниobia, соединенные с минимальным промежуточным расстоянием, на котором между атомами меди и атомами ниobia существует межатомное взаимодействие (Рис. 2). Второй ряд образцов – диски из меди и ниobia, соединенные с промежуточным расстоянием, на котором между атомами меди и атомами ниobia межатомное взаимодействие не происходит (Рис. 3).

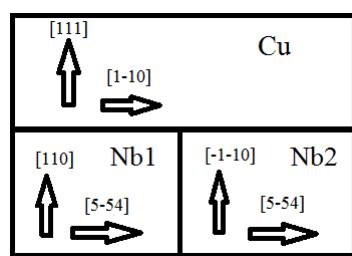


Рис. 1: Ориентация слоев меди и ниобия в области тройного стыка

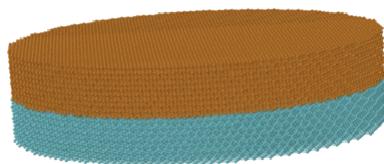


Рис. 2: Геометрия используемых в методе модельных образцов для расчета суммы поверхностных энергий меди и ниобия и энергии межфазной границы Cu/Nb (желтый цвет – атомы меди, синий – атомы ниобия).

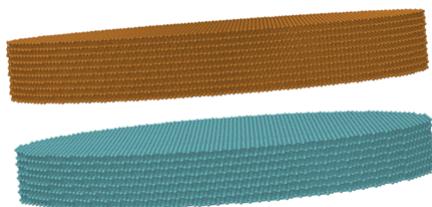


Рис. 3: Геометрия образцов для расчета суммы поверхностных энергий меди и ниобия (желтый цвет – атомы меди, синий – атомы ниобия).

Энергия межфазной границы может быть рассчитана из линейной интерполяции зависимости:

$$\frac{\Delta E(R)}{R} = (\gamma_{Cu/Nb} + \gamma_{Cu(111)} + \gamma_{Nb(110)})\pi R + \gamma_s 2\pi h \quad (4)$$

Где $\gamma_{Cu/Nb}$ – энергия межфазной границы, $\gamma_{Cu(111)}$ – энергия поверхности (111) меди, $\gamma_{Nb(110)}$ – энергия поверхности (110) ниобия и γ_s – средняя энергия поверхности боковой грани цилиндра, отнесенные к единице площади соответствующей границы, h – высота диска, R – радиус диска.

При нарушении устойчивости тройной стык, образованный при выходе границы зерна ниобия на межфазную границу Cu/Nb, может перемещаться вдоль плоскости грани-

цы Nb1/Nb2 с сокращением площади границы зерна. При этом плоскость межфазной границы Cu/Nb1 будет поворачиваться на угол $-\theta$, а плоскость межфазной границы Cu/Nb2 будет поворачиваться на угол θ , как показано на Рис. 4.

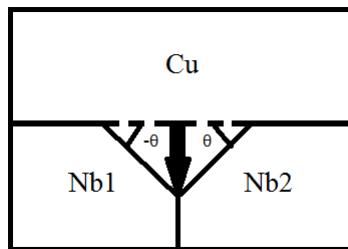


Рис. 4: Возможное перемещение тройного стыка в системе медь-ниобий при сохранении ориентации кристаллов меди и ниobia.

Для исследования равновесия и устойчивости тройного стыка в системе Cu/Nb с помощью уравнений (1) и (3), нами был проведен расчет значений энергий границ, образующих этот стык, и анизотропии энергий межфазных границ Cu/Nb1 и Cu/Nb2 при отклонении на угол θ , как показано на Рис. 4.

Результаты расчета. В результате нами были рассчитаны значения энергий границ, образующих тройной стык в системе Cu/Nb, а также построена анизотропия энергий межфазных границ, изображенная на Рис. 5. Из построенного графика анизотропии энергии межфазных границ системы Cu/Nb видно, что в области, вблизи значения угла разориентировки $\theta=0$ градусов, имеется минимум энергии. Энергия межфазных границ резко и практически линейно возрастает при отклонении от положения минимума на 3-4 градуса и далее колеблется в диапазоне 0-0,1 Дж/м².

Интерполяция линейных участков значений энергии в области, вблизи $\theta=0$ градусов, методом наименьших квадратов (Рис. 6) дает нам значения производных энергии межфазной границы по углу, описывающему плоскость положения границы, которые входят в уравнение (1).

Таблица 1: Рассчитанные нами значения энергий границ и их производных по углу, описывающему плоскость положения границы, в единицах Дж/м²

Cu/Nb1	Cu/Nb2	Nb1/Nb2	$\partial\gamma_{Cu/Nb1}/\partial\theta$	$\partial\gamma_{Cu/Nb2}/\partial\theta$
-0.25	-0.13	1.04	2.87	5.67

Подставив данные значения в (1), мы установили, что сила, которая удерживает тройной стык в положении, изображенном на Рис. 1, равна 9 Дж/м², а сила, которая смещает тройной стык вглубь границы Nb1/Nb2 (как показано на Рис. 4) равна 1 Дж/м². То есть, значение силы, сдерживающей отклонение от подобной конфигурации,

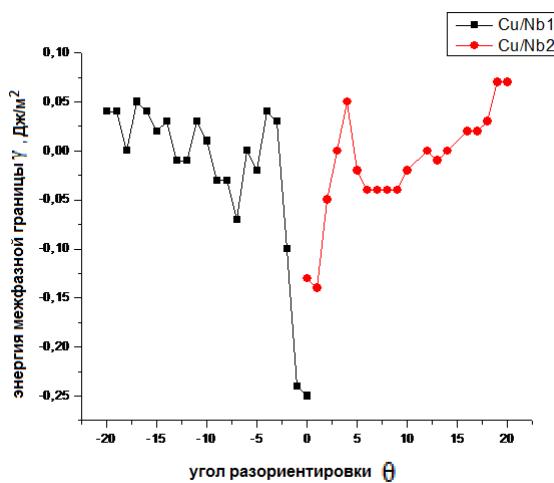


Рис. 5: Анизотропия энергии границы Cu/Nb1 и анизотропия энергии границы Cu/Nb2.

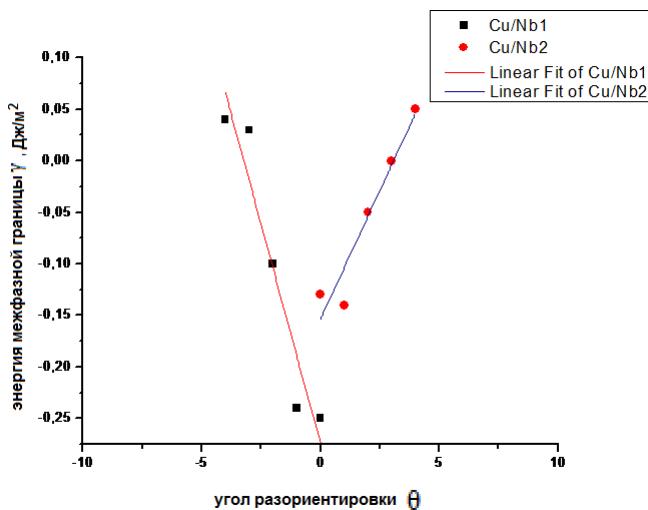


Рис. 6: Линейная интерполяция участков вблизи минимума энергии межфазной границы.

получилось на порядок выше значения силы, отклоняющей тройной стык от положения равновесия.

Таким образом, при подстановке рассчитанных данных в (1), нами было установлено, что тройной стык, образующийся при выходе зерна Nb на межфазную границу Cu/Nb устойчив. Но для того, чтобы подтвердить его устойчивость, мы использовали уравнение устойчивости тройного стыка для анизотропных систем (3) и получили, что это неравенство выполняется благодаря отрицательному значению энергии межфазной



границы Cu/Nb[6] ($0 < 0,25$ для границы Cu/Nb1, $0 < 0,13$ для границы Cu/Nb2).

Заключение. В наноламинате Cu/Nb тройные стыки, формируемые границей зерна в Nb и межфазной границей Cu/Nb с ориентацией, близкой к ориентации Курдюмова-Закса, устойчивы по отношению к изменению углов в тройном стыке, благодаря анизотропии энергии границы Cu/Nb и ее отрицательному знаку вблизи ориентации Курдюмова-Закса. Установленный механизм устойчивости тройного стыка может быть использован для понимания стабильности структуры наноламинатов, формируемых из поликристаллических слоев.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках Госзадания № 2.2437.2011 и Договора № 02.G25.31.0103.

Литература

1. 1. Vadillo J. M., Tillez H., Laserna J. J. In-depth Characterization of Nanolayered Structures in III-V Semiconductors by Secondary Ion Mass Spectrometry (SIMS) //NanoSpain2010. Poster
2. Misra A., Demkowicz M.J., Zhang X., Hoagland R.G. The radiation damage tolerance of ultra-high strength nanolayered composites //JOM, pp. 62-65 (2007)
3. Haibo Wan et al. A predictive model for microstructure evolution in metallic multilayers with immiscible constituents // Acta Mater 60 2012;60: 6869
4. R.A. Marks, A.M. Glaeser Equilibrium and stability of triple junctions in anisotropic systems // Acta Mater 2012;60:349
5. Марадудин Д.Н. et al. Особенности анизотропии энергии межфазной границы в наноламинате Cu(111)/Nb(110) //Известия ВУЗов. Физика.-2010. -3-2. –С.162-166
6. Липницкий А. Г. et al. Отрицательная энергия межфазной границы Cu/Nb //Научные ведомости Белгородского государственного университета. Серия: Математика. Физика. – 2012.

Eqilibrium and stability of triple junction in nanolayer Cu/Nb

A.O. Boev, A.G. Lipnitskii

Centre of nanostructural materials and nanotechnologies,
Koroleva St., 2a, Belgorod, 308034, Russia,
e-mail: antoha0022@gmail.ru, lipnitskii@bsu.edu.ru

Abstract. Using molecular static technique we investigated eqilibrium and stability of Cu/Nb nanolayered structure with orientation similar to Kurdjumov-Sachs which is primarily implemented in these composites. From simulation results, we established that stability of



layered structure is associated with stability of triple junctions which formed if Nb grain boundary reaches the Cu/Nb interface boundary.

Keywords: copper-niobium, interface energy, equilibrium of triple junction

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Боев А.О. - студент НИУ «БелГУ», лаборант лаборатории теоретических исследований и компьютерного моделирования НОИЦ «НСМН», Россия

Липницкий А.Г. - д. ф.-м. наук, заведующий лабораторией теоретических исследований и компьютерного моделирования НОИЦ «НСМН», Россия



УДК 538.975

Влияние отжига в вакууме на износостойкость многослойных наноразмерных углеродных покрытий, полученных импульсным вакуумно-дуговым методом

М.Е. Галкина, Ж.В. Герус, А.Я. Колпаков, А.И. Поплавский, Е.Н. Бондарева

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
ул. Королева, 2а, г. Белгород, 308034, Россия, e-mail: kolpakov@bsu.edu.ru

Аннотация. Приведены экспериментальные результаты исследований влияния отжига в вакууме на износостойкость многослойных наноразмерных углеродных покрытий C-CN и C-Ti, полученных импульсным вакуумно-дуговым методом. Использован метод оптической микроскопии высокого разрешения для исследования поверхности тестируемых образцов после испытаний и определения размеров лунок износа. Установлено, что в исходном состоянии износостойкость покрытия C-CN примерно в 2,5 раза выше, чем покрытия C-Ti. Отжиг приводит к повышению износостойкости покрытия C-CN на 35%, а в случае покрытия C-Ti наблюдается нарушение его адгезии к подложке.

Ключевые слова: многослойные наноразмерные углеродные покрытия, импульсный вакуумно-дуговой метод, износостойкость.

Введение. Наноразмерные углеродные покрытия, полученные импульсным вакуумно-дуговым методом, повышают прочностные характеристики поверхности кремния (микротвердость, трещиностойкость, износостойкость) [1]. Легирование азотом позволяет повысить электропроводность углеродных покрытий, что делает перспективным их применение в микроэлектронике и нанотехнологии, в частности, на кантилеверах сканирующих зондовых микроскопов, используемых для проводящих методик, при этом не ухудшает их трибологические свойства [2,3]. Известны работы, в которых углеродные покрытия наносили в виде многослойной системы с чередованием слоев углерода и слоев металлов для повышения их адгезии, износостойкости, микротвердости и термостабильности [4,5]. Представляет интерес исследование влияния модифицирования поверхности кремния многослойными наноразмерными углеродными покрытиями C-CN и C-Ti на его трибологические свойства.

Методика эксперимента. Для нанесения наноразмерных многослойных углеродных покрытий использовали экспериментальную установку, оснащенную импульсным источником углеродной плазмы с расходуемым графитовым катодом, изготовленным из графита МПГ-6, и импульсным источником плазмы с металлическим (титановым) катодом, изготовленным из титана марки ВТ1-0. Для предварительной очистки подложек использовали ионный источник типа ИИ-4-0.15.

Углеродные покрытия толщиной порядка 100-130 нм осаждали на полированные пластины монокристаллического кремния марки КЭФ-4,5 с ориентацией (100). Исслед-

девали два типа образцов: 1) многослойное углеродное покрытие, полученное последовательным осаждением слоев углерода и нитрида углерода; 2) многослойное углеродное покрытие, полученное последовательным осаждением слоев углерода и титана C-Ti. В покрытии C-CN количество слоев: C – 3, CN – 2, а в покрытии C-Ti: C- 3; Ti – 2. Толщину отдельных слоев покрытий задавали количеством импульсов разряда.

Для проведения отжига образцы помещали в вакуумную печь GHA 10/600 компании «Carbolite» и отжигали при температуре 600°C в течение 10 мин. При этом выход на заданный температурный режим составлял 40 мин. Образцы вынимали из печи на следующий день после полного ее остывания.

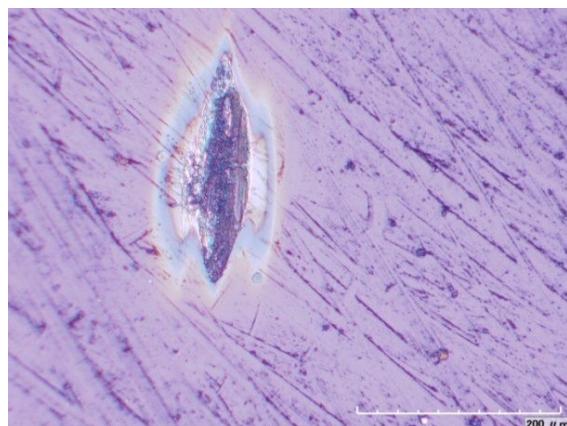
Оценка износостойкости покрытий проводилась при комнатной температуре на стенде для трибологических исследований по схеме «вращающееся контртело – неподвижный плоский образец с испытываемым покрытием» в условиях сухого трения. Контртело представляло собой диск диаметром 12,8 мм, изготовленный из стали 12Х18Н10Т. Нагрузка на диск составляла 20 г. Исследования проводили при скорости относительного скольжения 0,5 м/с. За критерий износостойкости был принят путь трения контртела, пройденный до нарушения сплошности испытываемого углеродного покрытия. Путь трения рассчитывался по количеству оборотов контртела до протирания покрытия по формуле:

$$S = \pi dN, \quad (1)$$

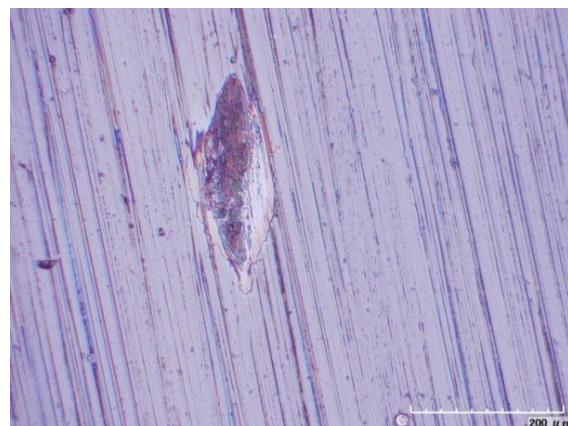
где d - диаметр контртела (м), N - количество оборотов.

Исследование поверхности тестируемых образцов после испытаний и определение размеров лунок износа проводили с использованием цифрового оптического микроскопа HIROX KH-7700.

Результаты и их обсуждение. На рис. 1 приведены оптические изображения лунок износа на поверхности покрытий C-CN и C-Ti, толщиной 130 нм до отжига.



a)



б)

Рис. 1: Изображения лунок износа на поверхности покрытий C-CN (а) и C-Ti (б) до отжига.

Характер износа исследуемых покрытий в исходном состоянии существенно не отличается. Однако, износостойкость покрытия С-CN выше по сравнению с износостойкостью покрытия С-Ti, о чем можно судить по величине пути трения. Так, путь трения составил 219 м и 92 м для покрытий С-CN и С-Ti, соответственно.

Отжиг не оказывает значительного влияния на характер износа в случае покрытия С-CN. Однако путь трения образца с данным покрытием после отжига увеличивается с 219 м до 296 м по сравнению с исходным состоянием.

На рис. 2 приведено оптическое изображение лунки износа на поверхности покрытия С-Ti толщиной 130 нм, после отжига в вакууме при температуре 600°C.

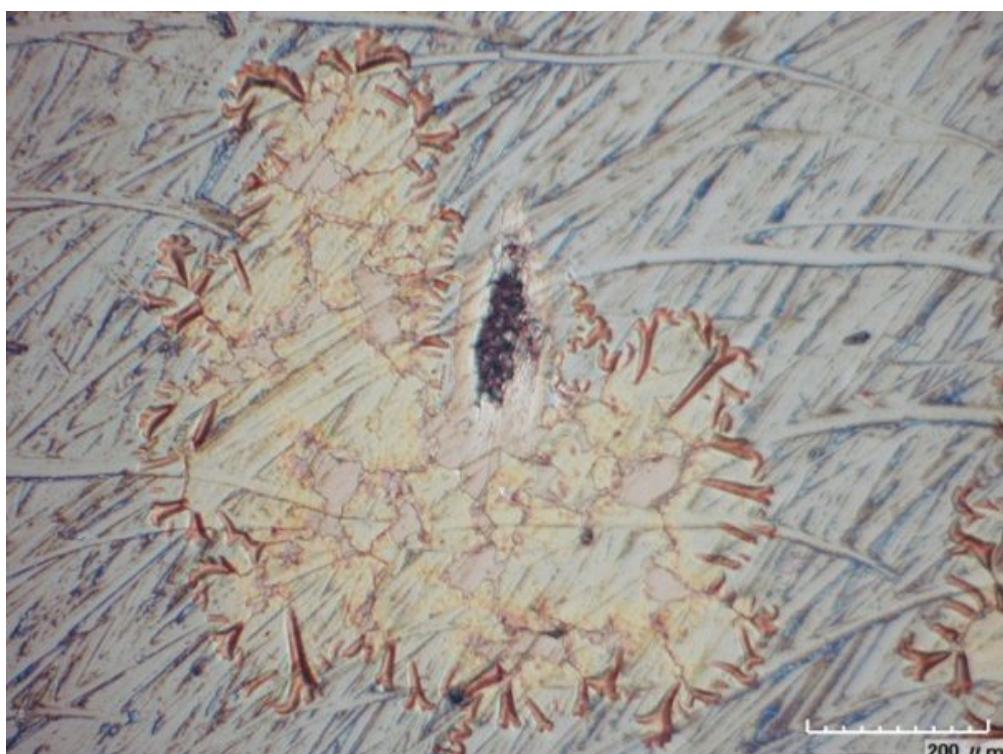


Рис. 2: Изображение лунки износа на поверхности покрытия С-Ti после отжига.

Отжиг покрытия С-Ti приводит к резкому снижению его износостойкости, о чем свидетельствует снижение среднего значения величины пути трения до 12 м, а также картина поверхности износа, полученная методом оптической микроскопии (рис. 2). При отжиге происходит процесс отслаивания покрытия С-Ti вокруг лунок износа, что связано с нарушением его адгезии к подложке.

Результаты исследования также подтверждаются динамикой изменения коэффициента трения K_{TP} . На рис. 3 приведена зависимость коэффициента трения исследуемых покрытий в процессе испытаний от числа циклов трения в исходном состоянии (рис. 3а) и после отжига (рис. 3б). Видно, что в исходном состоянии K_{TP} многослойных покрытий плавно возрастает и приближается к среднему значению 0,18 для С-CN и 0,16 для С-Ti. После отжига динамика K_{TP} покрытия С-CN практически не изменяется, а

в случае C-Ti покрытия K_{TP} резко достигает предельного значения, что приводит к быстрому износу материала покрытия.

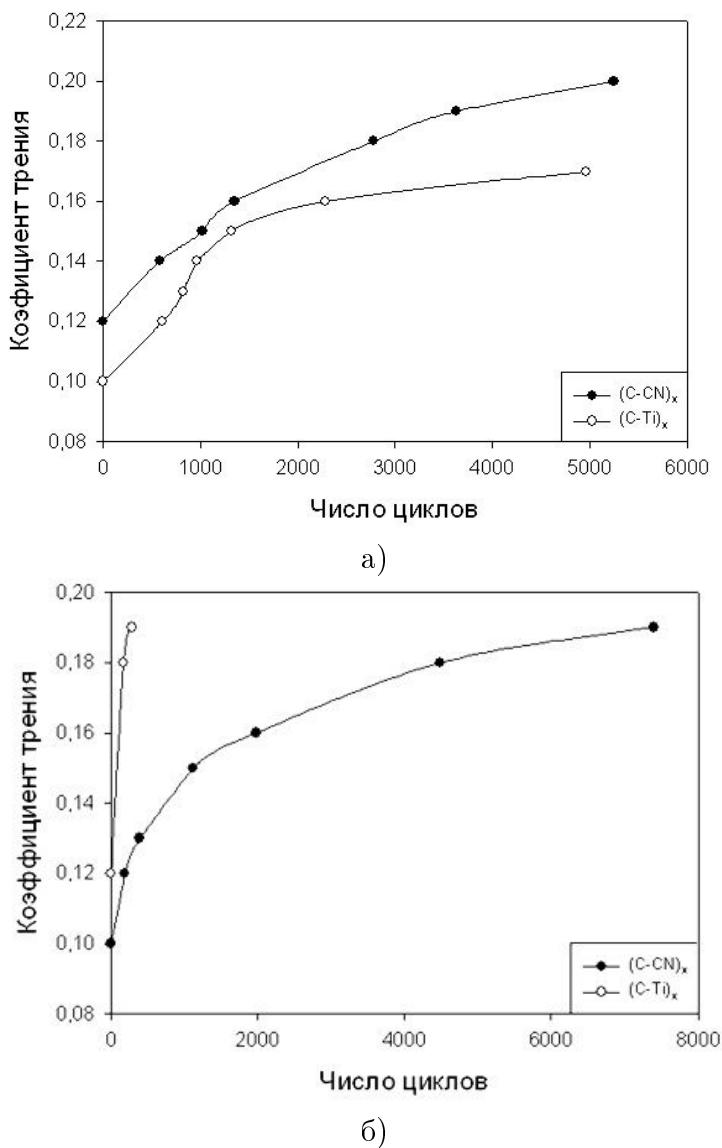


Рис. 3: Динамика изменения коэффициента трения многослойных углеродных покрытий C-CN и C-Ti: а) в исходном состоянии; б) после отжига в вакууме.

В таблице 1 представлены значения коэффициента трения K_{TP} , пути трения S и размеры лунок износа (l – длина, d - ширина) для каждого типа исследуемых покрытий в исходном состоянии и после отжига.

Выводы.

- Характер износа покрытий C-CN и C-Ti в исходном состоянии существенно не отличается, но износстойкость покрытия C-CN примерно в 2,5 раза выше.



Таблица 1: Измерительные характеристики цифровой камеры Canon EOS 400D.

Покрытие	Исходное состояние				После отжига			
	K_{TP}	S, м	Размеры лунки износа, мкм		K_{TP}	S, м	Размеры лунки износа, мкм	
			l	d			l	d
C-CN	0.18	219	252	117	0.19	296	219	122
C-Ti	0.16	92	289	110	0.19	12	260	138

2. Отжиг в вакууме при температуре 600°C приводит к увеличению значения пути трения покрытия C-CN на 35% по сравнению с исходным состоянием, а коэффициент трения изменяется от 0,18 до 0,19.
3. Отжиг в вакууме при температуре 600°C приводит к резкому снижению износостойкости покрытия C-Ti на 87% по сравнению с исходным состоянием, что связано с нарушением адгезии покрытия C-Ti к подложке, а коэффициент трения изменяется от 0,16 до 0,19.
4. Причину нарушения адгезии покрытия C-Ti после отжига предполагается исследовать с использованием метода вторичной ионной масс-спектрометрии.

Литература

1. Суджанская И.В., Галкина М.Е., Гончаров И.Ю., Колпаков А.Я., Поплавский А.И. Микротвердость кремния после ионного облучения и нанесения углеродного покрытия толщиной до 100 нм // Деформация и разрушение материалов. – 2008. - №10. – С.12-15.
2. Kolpakov A.Ya., Sudzhanskaya I.V., Galkina M.E., Goncharov I.Yu., Poplavsky A.I., Manokhin S.S. Nanometer-Sized Carbon Coatings on Silicon Wafer: The Effect That Nitrogen Doping Level Has on Specific Conductivity and Morphology // Nanotechnologies in Russia. - 2011. – V.6. – N.3-4. – P.185-188.
3. Галкина М.Е., Колпаков А.Я., Сафонова О.В., Суджанская И.В. Способ формирования сверхтвёрдого легированного углеродного покрытия на кремнии в вакууме. Патент РФ №2342468. Бюл. №36.
4. Беляев В.С., Давлетшин А.Э., Плотников С.А., Трахтенберг И.Ш., Владимиров А.Б. Способ получения износостойких сверхтвёрдых покрытий. Патент РФ №2360032, Бюл. №18.
5. Семченко Н.И., Казаченко В.П., Попов А.Н. Влияние температуры отжига на защитные и триботехнические свойства многослойных алмазоподобных покрытий // Трение и износ. – 2006. – Т. 27, № 4. – С. 403-408.

**Effect of vacuum annealing on wear resistance of multilayer nanosized carbon coatings formed by pulsed vacuum-arc deposition****M.E. Galkina, J.V. Gerus, A.Ya. Kolpakov, A.I. Poplavsky, E.N. Bondareva**

Belgorod National Research University, Koroleva St., 85, Belgorod,

308015, Russia, e-mail: kolpakov@bsu.edu.ru

Abstract. Experimental results of vacuum annealing influence on wear resistance of multilayer nanosized carbon coatings C-CN and C-Ti formed by pulsed vacuum-arc deposition are presented. To investigate the surface of the samples after the tests and to determine the size of the wear holes the method of high resolution optical microscopy was used. It was found that in the initial state the wear resistance of C-CN is approximately 2,5 times more than C-Ti. Annealing leads to an increasing of wear resistance of C-CN coating, in the case of the C-Ti there is a violation of its adhesion to the substrate.

Keywords: myltlayer nanosized carbon coatings, pulsed vacuum-arc method, wear resistance.



УДК 537.9

Электропроводность наноразмерных наноструктурных покрытий на основе аморфного углерода с добавлением серебра**А.Я. Колпаков, И.В. Суджанская, А.И. Поплавский, М.Е. Галкина,
С.С. Манохин**Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
308015, г. Белгород, ул. Победы 85, e-mail: sudzhanskaya@bsu.edu.ru

Аннотация. Методом импульсного вакуумно-дугового распыления графитового катода с добавлением серебра получено наноразмерное наноструктурное покрытие C:Ag на основе аморфной углеродной матрицы и включений нанокластеров серебра с размерами 20 – 60 нм. Экспериментально полученная зависимость электропроводности от толщины покрытия в диапазоне 20 – 75 нм носит нелинейный характер. Электропроводность полученного покрытия уменьшается более чем на порядок при уменьшении его толщины от 75 нм до 20 нм. Полученные результаты могут быть использованы в нанотехнологии для характеристики покрытий C:Ag, контроля их толщины в процессе формирования, а также в различных видах датчиков, основанных на изменении сопротивления.

Ключевые слова: аморфные углеродные покрытия, содержащие серебро, структура, электропроводность .

Введение. Наноструктурными называют материалы, которые содержат структурные элементы (клusterы, кристаллиты или молекулы) с размерами в диапазоне 1 – 100 нм, особый интерес исследователей вызывают многофункциональные наноструктурные пленки и покрытия, обладающие уникальными свойствами [1]. Большое значение имеет применение наноструктурных материалов и покрытий в медицине. Последние достижения в области наноструктурных материалов для медицинского применения стали результатом двух факторов. Во-первых, это совершенствование оборудования для получения и характеристики этих материалов. Во-вторых, наноструктурные материалы продемонстрировали способность специфического взаимодействия с протеинами, ДНК, вирусами и другими наноразмерными биологическими объектами. Алмазоподобный углерод или DLC [2] может быть востребован во многих медицинских устройствах, включая коронарные артериальные стенты, синтетические клапаны сердца, вспомогательные устройства и искусственные сердца [3]. In-vitro исследования показывают меньшую активацию тромбоцитов и их адгезию на поверхностях покрытых алмазоподобным углеродом по сравнению с титаном, карбидом и нитридом титана, а также нержавеющей сталью. Покрытие уменьшало адгезию клеток и протеинов на поверхности сенсоров и мембранных из поликарбонатов. И, наконец, DLC может служить промежуточным слоем между биологически активным слоем и основным биоматериалом. Углеродные алмазоподобные покрытия с преобладанием sp3- гибридизации электронных орбиталей являются диэлектриками с удельным электрическим сопротивлением $106 \div 1011$ Ом·см [2]. Серебро добавляет дополнительные биологические свойства углеродному покрытию,



при этом должны изменяться электрические характеристики покрытия. Как известно, признаком нанообъекта является зависимость его свойств от размерного фактора, в данном случае представляет научный интерес зависимость электропроводности углеродного покрытия, легированного серебром от толщины, что позволит использовать исследуемую зависимость для характеристизации наноразмерного покрытия и контроля его толщины. Научный интерес представляет динамика изменения структуры и электропроводности, как структурно-чувствительной характеристики.

Цель данной работы – определение влияния толщины наноразмерного углеродного покрытия с добавками серебра на его электропроводность.

Материалы, оборудование и методика эксперимента. Для получения покрытий на основе углерода с добавлением серебра (C:Ag) использовали импульсный вакуумнодуговой метод. В качестве расходуемого катода использовали особо чистый графит с добавлением серебра. Технологические параметры: емкость накопителя – 2000 мкФ, напряжение зарядки накопителя – 300 В, частота следования импульсов вакуумнодугового разряда – 5 Гц, температура подложки $le 100^{\circ}\text{C}$. Производительность процесса нанесения покрытия составила 0,05 нм/имп.

Для исследования структуры и определения толщины этих покрытий использованы методы электронной просвечивающей микроскопии (TEM), в том числе электронной просвечивающей микроскопии высокого разрешения (HRTEM). Использовали просвечивающий электронный микроскоп высокого разрешения Tecnai G2 F20 S-TWIN. Элементный состав покрытия исследовали методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX) на этом же микроскопе. При этом исследовали наноразмерные покрытия, полученные на сколе монокристалла NaCl с последующим отделением их по стандартной технологии в дистиллированной воде.

Используя данные по производительности, и задавая количество импульсов разряда, получили образцы с покрытиями толщиной 75 нм, 38 нм и 19 нм на подложках из полированного ситалла СТ50-1-1-0,6 размером 30×10 мм. Электрические контакты получали нанесением токопроводящей пасты на основе серебра. Удельную электропроводность покрытий определяли по результатам прямых измерений сопротивления с помощью мультиметра MastechMas-345.

Результаты и их обсуждение. На рис. 1 приведен электронно-микроскопический снимок покрытия C:Ag толщиной порядка 40 нм. Анализ элементного состава показал, что покрытие состоит из аморфной углеродной матрицы с включениями нанокластеров серебра с размерами 20 – 60 нм. Необходимо отметить, что нанокластеры серебра имеют упорядоченную кристаллическую структуру. В данном случае, а именно, при конденсации плазмы, содержащей ионы углерода и ионы серебра, наблюдаются три механизма роста пленки: во-первых, образование аморфной углеродной пленки в неравновесных условиях (при низкой температуре подложки и сопутствующем ионном облучении), во-вторых формирование островков серебра из ионов серебра, имеющих большую связь между собой, чем с атомами матрицы углерода и наконец, послойный рост островков серебра с упорядоченной кристаллической структурой, которые можно характеризо-

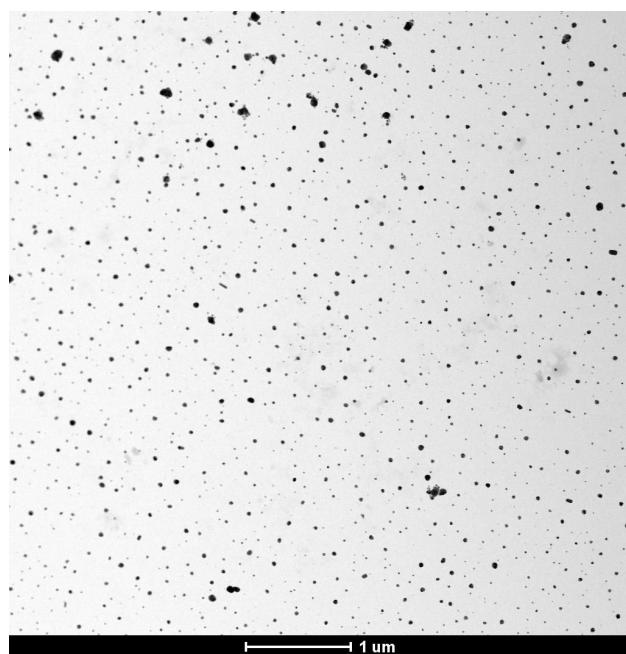


Рис. 1: Электронно-микроскопический снимок покрытия C:Ag толщиной 40 нм.

вать как нанокластеры. Это можно было бы рассматривать, как ставший уже классическим механизм формирования наноструктур типа квантовых точек, если не учитывать низкую температуру и импульсный характер процесса поступления материала на подложку, т. е. высокие пересыщения.

На рис.2. приведен электронно-микроскопический снимок покрытия C:Ag толщины порядка 20 нм. Отдельные кластеры серебра выделены прямоугольниками, особый интерес на данных снимках представляют области, прилегающие к кластерам. Можно предположить, что в этих областях, непосредственно прилегающих к кластерам, наблюдается процесс коалесценции кластеров меньшего размера в – большие. Это подтверждает возможный механизм формирования кластеров (островков) серебра.

На рис. 3 показана зависимость удельного сопротивления покрытия C:Ag от толщины. Необходимо обратить внимание на нелинейный характер зависимости, а именно резкое уменьшение электропроводности при толщине порядка 20 нм, что более чем на порядок превышает электропроводность при толщине 75 нм. Аналогичные результаты были получены нами при исследовании наноразмерных углеродных покрытий легированных азотом [4]. Кроме того эффект зависимости удельного электрического сопротивления от толщины медной пленки описан в работе [5]. По данным авторов зависимость коррелирует с изменением среднего размера кристаллитов в зависимости от толщины пленки. При толщине пленки более 60 нм она ведет себя подобно массивному электрическому проводнику, т.е. удельное электрическое сопротивление не зависит от масштабного фактора - толщины пленки. При толщинах пленки менее 60 нм ее с полным основанием можно относить к разряду "тонких" пленок, т.к. константа материала – удельное электрическое сопротивление оказывается зависимым от толщины пленки. С

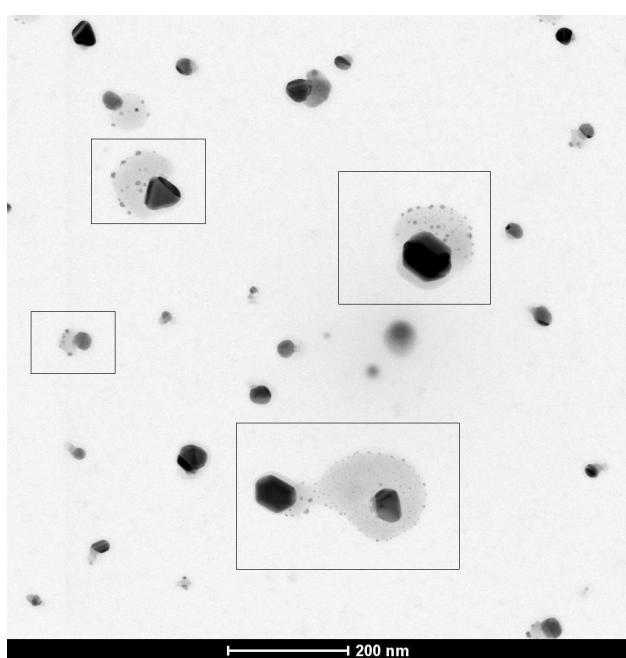


Рис. 2: Электронно-микроскопический снимок покрытия C:Ag толщиной 20 нм.

ее уменьшением резко возрастает электрическое сопротивление. При толщине пленки 13 нм удельное электрическое сопротивление становится более чем на порядок выше в сравнении с "толстой" пленкой. Высокое электрическое сопротивление "тонких" пленок обуславливается дополнительным рассеянием электронов на границах пленок, если толщина их соизмерима с длиной свободного пробега электронов проводимости. Рассеяние электронов возникает также на границах кристаллитов, тем более, когда их размеры - нанометровые, и, следовательно, граничная область с неупорядоченным расположением атомов занимает значительный объем пленки.

В нашем случае картина более сложная, так как мы имеем наноразмерный наноструктурный объект, состоящий из аморфной углеродной матрицы с достаточно высоким удельным сопротивлением, и металлических кластеров, расстояние между которыми может уменьшаться по мере увеличения толщины покрытия. Кроме того необходимо учитывать неравновесные условия формирования покрытия C:Ag (низкая температура подложки, ограничивающая термостимулированную диффузию атомов в процессе формирования, а также достаточно высокую энергию ионов углерода и серебра (100 – 200 эВ).

Выходы. Методом импульсного вакуумно-дугового распыления графитового катода с добавлением серебра получено наноразмерное наноструктурное покрытие C:Ag на основе аморфной углеродной матрицы и включений нанокластеров серебра с размерами 20 – 60 нм. Экспериментально полученная зависимость электропроводности от толщины покрытия в диапазоне 20 – 75 нм носит нелинейный характер. Электропроводность полученного покрытия уменьшается более чем на порядок при уменьшении

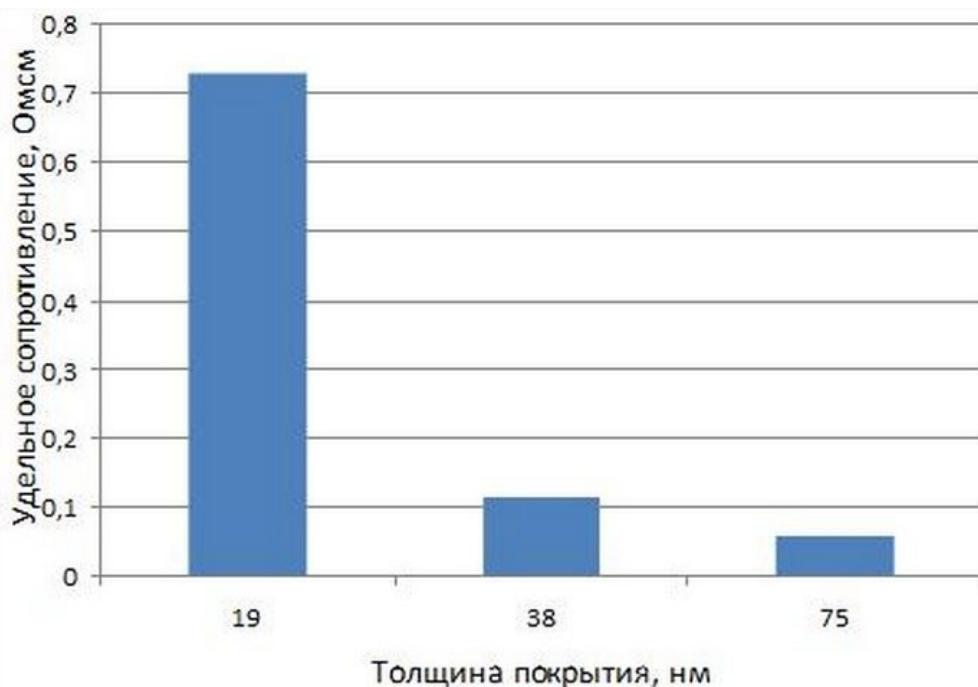


Рис. 3: Зависимость удельного сопротивления покрытия С:Ag от толщины.

его толщины от 75 нм до 20 нм. Полученные результаты могут быть использованы в нанотехнологии для характеристики покрытий С:Ag, контроля их толщины в процессе формирования, а также в различных видах датчиков, основанных на изменении сопротивления.

Литература

1. Levashov E.A. [at el.] Multifunctional nanostructured films // Russian Chemical Reviews. – 2007. – V.76. – N.5. – P.463–470.
2. Robertson J. Diamond-like amorphous carbon // Materials Science and Engineering R. – 2002. – V.37. – P.129–281.
3. Narayan R.J. Nanostructured diamondlike carbon films for medical application // Materials ScienceEngineering C. – 2005. – V.25. – 405–416.
4. Колпаков А.Я., Суджанская И.В., Галкина М.Е., Гончаров И.Ю., Поплавский А.И., Манохин С.С. Влияние степени легирования азотом и толщины на электропроводность и морфологию наноразмерных углеродных покрытий на кремнии // Российские нанотехнологии. - 2011. - т. 6. - №3-4. - С. 43-45.
5. Быков Ю.А., Карпухин С.Д., Газукина Е.И. О некоторых особенностях структуры и свойств металлических «тонких» пленок // МиТОМ. – 2000. - №6 – С. 45 – 47.



Conductivity of nanosize nanostructured film on basis amorphous carbon with silver addition

**A.Y. Kolpakov, I.V. Sudzhanskaya, A.I. Poplavsky, M.E. Galkina,
S.S. Manokhin**

Belgorod National Research University, str. Pobedy, 85, Belgorod, 308015, Russia
e-mail: sudzhanskaya@bsu.edu.ru

Abstract. Of method impulse vacuum-arc sputtering graphite cathode with addition of silver obtain nanosize nanostructured film C:Ag on basis amorphous carbon matrix and inclusion nanoclusters of silver with sizes of 20 – 60 nm. Nonlinear dependence of conductivity from thickness films in range 20 – 75 nm was determined experimentally. Obtained results by uses in nanotechnology for characterization films C:Ag, control theirs thickness in process forming, as well as diverse forms sensors, bases on change resistivity.

Keywords: amorphous carbon films, with silver addition, structure, conductivity.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Суджанская И.В. – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник центра коллективного пользования научным оборудованием БелГУ "Диагностика структуры и свойств наноматериалов" НИУ "БелГУ"

Колпаков А.Я. – кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией НИЛ проблем разработки и внедрения ионно-плазменных технологий НИУ "БелГУ"

Поплавский А.И. – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник НИЛ проблем разработки и внедрения ионно-плазменных технологий НИУ "БелГУ"

Галкина М.Е. - кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник НИЛ проблем разработки и внедрения ионно-плазменных технологий НИУ "БелГУ"

Манохин С.С. - кандидат физико-математических наук, научный сотрудник НОиИЦ «Наноструктурные материалы и нанотехнологии» НИУ "БелГУ"



УДК 539.375

Влияние покрытия нитрида титана, полученного вакуумно-дуговым методом, на модуль упругости и микротвердость системы «подложка – покрытие»**О.А. Дручинина^{1*}, В.А. Харченко²**¹ЦКП «Диагностика структуры и свойств наноматериалов»²НИЛ проблем разработки и внедрения ионно-плазменных технологийБелгородский государственный национальный исследовательский университет,
308015, г. Белгород, ул. Победы 85, e-mail: druchinina@bsu.edu.ru

*тел. (4722) 58-54-15

Аннотация. В работе представлены результаты исследования влияния покрытия нитрида титана, полученного вакуумно-дуговым методом, на модуль упругости и микротвердость системы «подложка – покрытие». Показано, что нитрид титана задерживает процессы пластической деформации поверхностных слоев на микроуровне, о чем свидетельствует увеличение микротвердости при малых нагрузках на индентор и изменение модуля упругости системы в процессе испытания.

Ключевые слова: Динамический механический анализ, микроиндентирование, вакуумно-дуговой метод, покрытие, нитрид титана.

Введение. В настоящее время широкое распространение получили покрытия нитрида титана, обладающие достаточной твердостью и высокими защитными свойствами, что делает их привлекательным инструментом для повышения износостойкости деталей трения и продления срока службы инструментов для механической обработки [1, 2]. Известно, что для изделий, работающих в условиях изнашивания, наиболее важными свойствами является твердость и поверхностная прочность при сохранении пластичности основной массы детали. Тонкие поверхностные слои деталей машин во многих случаях определяют основные их эксплуатационные характеристики. Общепринятым способом оценки свойств тонких поверхностных слоев является метод микроиндентирования [3].

Анализ литературы показывает, что если в процессе испытания глубина проникновения индентора превышает толщину покрытия, получаемые экспериментально значения в этом случае соответствуют микротвердости композиции «пленка – подложка» [4, 5]. С увеличением толщины покрытия и уменьшением нагрузки на индентор покрытие влияет на механическое поведение композиции при нагружении, поскольку перераспределяет напряжения в системе при воздействии на нее индентора [6, 7]. В этом случае следует ожидать, что изменение физико-механических свойств поверхности материала после нанесения покрытия нитрида титана, окажет влияние на такие характеристики системы «пленка – подложка», как микротвердость и модуль упругости.

Учитывая это, представляет интерес исследование методом динамического механического анализа и методом микроиндентирования модуля упругости и микротвердости системы «стальная подложка – покрытие TiN» по сравнению с исходным материалом

без покрытия.

Методика проведения эксперимента. Нанесение покрытия нитрида титана осуществлялось в вакуумной камере установки УВНИПА-1-002, оснащенной двумя электродуговыми источниками плазмы. Процесс включал два основных этапа: очистку поверхности подложки и конденсацию.

Очистка предварительно механически полированных, обезжиренных образцов (47,78,71,2 мм) стали 12×18Н10Т производилась в вакууме ($2,4 \cdot 10^{-3}$ Па) путем распыления поверхностных слоев ускоренными ионами титана. Процесс конденсации осуществлялся непосредственно после операции очистки поверхности при снижении ускоряющего потенциала.

Для получения конденсата, представляющего собой соединение титана с азотом, в камеру при помощи игольчатого натекателя вводился азот. Его давление поддерживалось на заданном уровне и контролировалось вакуумметром ВМБ – 14. Время конденсации составляло 11 и 22 мин.

Микроиндентирование образцов производилось с использованием микротвердомера DM8-В в диапазоне нагрузок 0,01-0,5Н. Модуль упругости исходных образцов и образцов с покрытием определялся методом трехточечного изгиба при помощи динамического механического анализатора DMA 242 E. Испытания проводились при температуре 25°C в диапазоне нагрузок 0,04Н÷6Н при частоте колебаний пуансона $f=1$ Гц.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Для оценки влияния покрытия на механические свойства системы «подложка – покрытие», были проведены измерения микротвердости образцов в зависимости от нагрузки на индентор. Данные измерений представлены на рисунке 1.

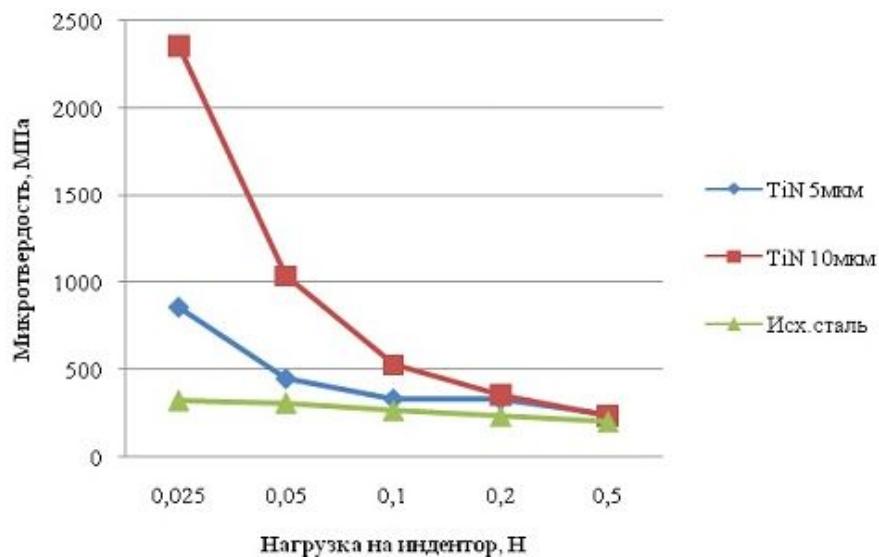


Рис. 1: Зависимость микротвердости системы «подложка – покрытие» от нагрузки на индентор.

Данные исследования показывают, что покрытие нитрида титана задерживает процессы пластической деформации поверхностных слоев на микроуровне, о чем свидетельствует увеличение микротвердости при малых нагрузках на индентор. Тормозится образование дислокаций в поверхностном слое, а также выход дислокаций из внутренних объемов на поверхность, затрудняется формирование деформационного рельефа, т.е. затормаживаются процессы пластической деформации на микроуровне не только поверхностных, но и внутренних объемов деформируемого тела.

Анализ результатов измерений позволяет говорить о том, что для нагрузки в 0,025Н величина микротвердости образцов с покрытием увеличилась по отношению к исходной подложке в 2,6 раза при толщине покрытия 5 мкм, и более чем в 7 раз при толщине покрытия 10 мкм. При этом процессы хрупкого разрушения отдельных микрообъемов покрытий, сопровождающие процесс микроиндейтирования при увеличении нагрузки на индентор, влияют на значения измеряемой микротвердости системы «подложка – покрытие».

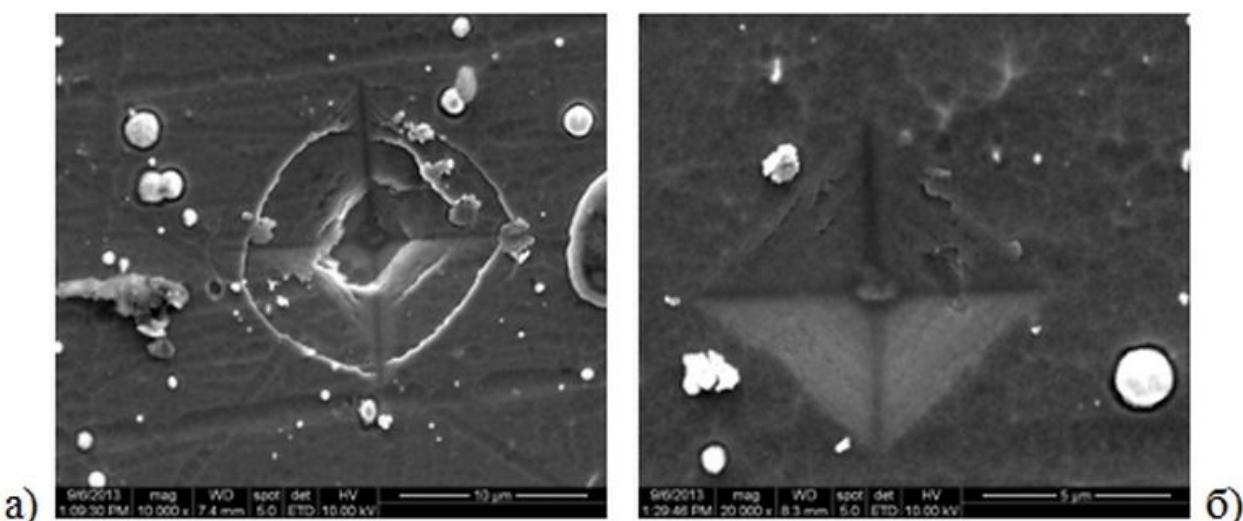


Рис. 2: Разрушение покрытия при микроиндейтировании. Нагрузка на индентор 0,05Н.
а) Толщина покрытия 5 мкм; б) Толщина покрытия 10 мкм.

При увеличении нагрузки выше 0,05 Н микроиндейтирования сопровождается хрупким разрушением отдельных микрообъемов покрытия, что приводит к образованию зоны хрупкой повреждаемости в районе отпечатка, включающей всевозможные нарушения однородности (рис.2).

Можно предположить, что в результате различия модулей упругости покрытия и подложки распределения напряжений и деформаций неоднородны уже на стадии упругого деформирования материалов. Концентрация напряжений вблизи границы раздела «покрытие-подложка» усиливается при пластическом течении подложки, когда в стальной основе зарождаются первые пластические сдвиги.

Для исследования вязкоупругих свойств образцов применялся довольно широко используемый в настоящее время метод динамического механического анализа (ДМА) [8].

Трехточечным методом на динамическом механическом анализаторе были проведены измерения модуля упругости исходной стали без покрытия и с покрытием разной толщины при комнатной температуре и постоянной частоте при различной нагрузке. В процессе испытания значение статической силы фиксировалось, оно составляло $F_s=0,1\text{Н}$, а величина динамической нагрузки изменялась в диапазоне от $0,04\text{Н}$ до 6Н . Время испытания при каждой нагрузке составляло 20 минут.

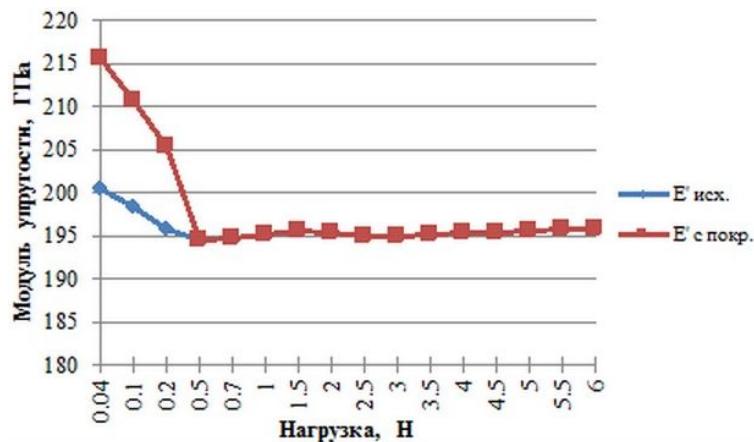


Рис. 3: Зависимость модуля упругости образцов от нагрузки при толщине покрытия 5 мкм.

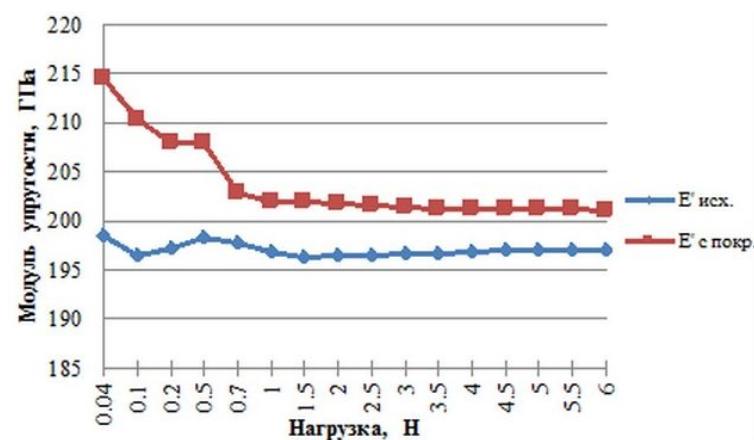


Рис. 4: Зависимость модуля упругости образцов от нагрузки при толщине покрытия 10 мкм.

При обработке исходных экспериментальных данных были получены зависимости среднего значения модулей упругости образцов от прикладываемой в процессе испытания нагрузки на пuhanсон. Так на рисунке 3 и 4 представлены зависимости модуля упругости исходной стали и с покрытием нитрида титана толщиной 5 мкм и 10 мкм соответственно. Из графиков видно, что упрочняющее покрытие нитрида титана влияет на модуль упругости системы «подложка – покрытие» до определенной нагрузки.



В зависимости от толщины покрытия, значения модулей упругости либо практически совпадают со значениями для исходной подложки (рис. 3), либо близки к ним (рис.4).

Полученные результаты позволяют говорить о том, что метод динамического механического анализа позволяет зафиксировать упрочняющее влияние покрытия нитрида титана по изменению модуля упругости системы «подложка – покрытие» по сравнению с исходной стальной подложкой. Для образцов с покрытием данная величина выше, чем для исходных стальных образцов, хотя разброс значений модуля упругости при малых нагрузках довольно значительный. В первом случае для исходной подложки он составляет от 190 до 212 ГПа, а для стали с покрытием толщиной 5 мкм – от 208 до 230 ГПа. Во-втором случае, для подложки разброс значений составляет от 186 до 210 ГПа, а для образца с покрытием толщиной 10 мкм – от 198 до 238 ГПа.

Выводы. Таким образом, данные исследования показывают, что покрытие нитрида титана задерживает процессы пластической деформации поверхностных слоев на микроуровне, о чем свидетельствует увеличение микротвердости при малых нагрузках на индентор. При этом, упрочняющее покрытие нитрида титана влияет на модуль упругости системы «покрытие-подложка» до определенной нагрузки. В зависимости от толщины покрытия, значения модулей упругости либо практически совпадают со значениями для исходной подложки, либо близки к ним.

Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Диагностика структуры и свойств наноматериалов» НИУ «БелГУ»

Литература

1. Табаков В.П. Применение износостойких покрытий для торцевых фрез / В.П.Табаков, М.Ю. Смирнов, А.В.Циркин, С.С.Порохин // Фундаментальные исследования. – 2005. - №8. – С.94-95.
2. Ануфриев Н.Г. Исследование защитных свойств покрытий нитрида титана на низкоуглеродистой стали и влияние толщины подслоя никель-фосфор / Н.Г. Ануфриев, Б.А. Рычков, А.Д. Климов // Практика противокоррозионной защиты.- 2008.- №1 (47).- с. 37-43.
3. Зибуц Ю.А. Оценка микротвердости упрочняющих покрытий/ Ю.А. Зибуц, Л.А. Матвиенко, А.И. Каминскас // ФХОМ.– 1998 – №4. – С.40 – 41.
4. Воеводин А.А. Определение микротвердости тонких покрытий с учетом их толщины и твердости подложки / А.А. Воеводин, С.Е. Спасский, А.Л. Ерохин // ФХОМ. – 1991. – №6. – С.45-46.
5. Лалазарова Н.А. Определение твёрдости тонких покрытий /Н.А. Лалазарова // Вестник ХНАДУ. – 2009. – Вып. 46. – С. 52-54.



6. Korsunsky A. M. On property deconvolution from indentation of coated systems / A.M. Korsunsky, A. Constantinescu // XXX Convegno Nazionale AIAS – Alghero (SS), 12-15 September 2001.
7. Балохонов Р.Р. Моделирование деформации и разрушения материалов с покрытиями различной толщины / Р.Р. Балохонов, В.А. Романова // Физическая мезомеханика. – 2009. - №12 (5). – С.45-55.
8. Dynamic Mechanical Analysis: Method, Technique, Applications
http://en.wikipedia.org/wiki/Dynamic_mechanical_analysis - Источник сети Интернет.

Influence titanium nitrid coating obtained by vacuum-arc method, on the elastic modulus and microhardness of «substrate – coating» system

O.A. Druchinina^{1*}, V.A. Kharchenko²

¹Joint research centre "Diagnosis of structure and properties of nanomaterials"

²Research laboratory problems of development and implementation of ion- plasma technologies,

Belgorod National Research University, str. Pobedy, 85, Belgorod, 308015, Russia

e-mail: druchinina@bsu.edu.ru

* tel. (4722) 58-54-15

Abstract. The article presents the results of investigation of the influence of titanium nitride coatings obtained by vacuum - arc method on the elastic modulus and micro-hardness of "substrate - coating"systems. It is shown that the coating of titanium nitride retains the processes of surface layers of plastic deformation at micro level, as evidenced by an increase in the microhardness at low loads, the indenter and the change of the modulus of elasticity in the system during testing.

Keywords: Dynamic Mechanical Analysis, microindentation, vacuum- arc method, the coating of titanium nitride.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Дручинина О. А. – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник лаборатории механических испытаний Центра коллективного пользования научным оборудованием «Диагностика структуры и свойств наноматериалов» НИУ«БелГУ»

Харченко В. А. - младший научный сотрудник научно-исследовательской лаборатории проблем разработки и внедрения ионно-плазменных технологий НИУ «БелГУ»



УДК 620.1.72:532.783

Зарядово-чувствительная жидкокристаллическая решетка в структуре Si/нематик/ITO**В.Б. Елшанский*, С.И Кучеев, Ю.С. Тучина**Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
308015, г. Белгород, ул. Победы 85, e-mail: kucheev@bsu.edu.ru

*Lucent Technologies-Chezara, Ltd. Одинцова 25, г. Чернигов 14030, Украина

Аннотация. В работе показано, что ширина обедненного слоя в кремнии может контролироваться специфическим ответом структуры Si/нематик/ITO в виде формирования дифракционной решетки в слое жидкого кристалла. Решетка формируется вследствие формирования периодического потенциала на поверхности кремния, в котором методами фотолитографии и легирования сформированы не обедняющиеся элементы соответствующей глубины, которые задают период решетки. Точное знание положения уровня границы обеднения кремния позволяет провести оценку поверхностного заряда.

Ключевые слова: кремний, эффект поля, нематик, дифракционная решетка.

Введение. Модуляция поверхностной проводимости полупроводника (ниже кремний) внешним электрическим полем (эффект поля) играет чрезвычайно важную роль в полупроводниковых приборах. Обычно, режим обеднения основными носителями заряда индуцируется электрическим полем металлического электрода (затвор), на который подается потенциал смещения, знак полярности которого соответствует типу проводимости кремния [1]. Однако электрическое поле может индуцироваться также другим способом, например встроенным зарядом в диэлектрике (флеш память), ионами водорода в водных растворах (сенсоры pH) и т.д., что позволяет значительно расширить функциональные возможности приборов на эффекте поля.

Точное знание ширины обедненного слоя в полупроводнике могло бы позволить зарегистрировать величину поверхностного заряда, что открыло бы возможность контролировать зарядовые процессы на поверхности, например, протекающие в биологически активных молекулах, часто используемых в качестве ориентантов жидкого кристалла. Однако в большинстве современных приборов, функционирующих на эффекте поля, непосредственный контроль ширины обедненного слоя не выполняется, а измеряется интегральный ток между стоком и истоком.

Предметом представляющей работы является демонстрация ЖК прибора, принцип функционирования которого основан на регистрации относительного расположения границы обеднения в кремнии и глубины не обедняющихся элементов, в виде формирования решетки в ЖК слое, а также продемонстрировано, что управление решеткой (включение и выключение) может осуществляться ионным зарядом, локализованным у поверхности кремния.

Эксперимент. Несмотря на очистку ЖК материалов в них остается некоторое количество ионов, происхождение которых связано с диссоциацией или электродиссоциацией молекул, а также инжекцией электронов из электрода с образованием ионов [2].

В электрических полях возможны процессы пространственного разделения и накопления ионов у поверхности вследствие электромиграции ионов с разным знаком электрического заряда, что, как известно, может негативно сказываться [3, 4] на используемые электрооптические эффекты в приборах отображения и обработки оптической информации (дисплеи, модуляторы света и т.д.), так и целенаправленно использоваться для модуляции света. Рассмотрим структуру Si/LC/ITO с большим числом параллельных высоколегированных n+ карманов, выполненных фотолитографическим методом в кремнии n - типа проводимости. В Si образце, который использовался в работе, ширина отдельного кармана была 4 мкм, а расстояние между соседними карманами около 15 мкм, при глубине H легирования донорной примесью около 1-1,5 мкм, рис.1 [5].

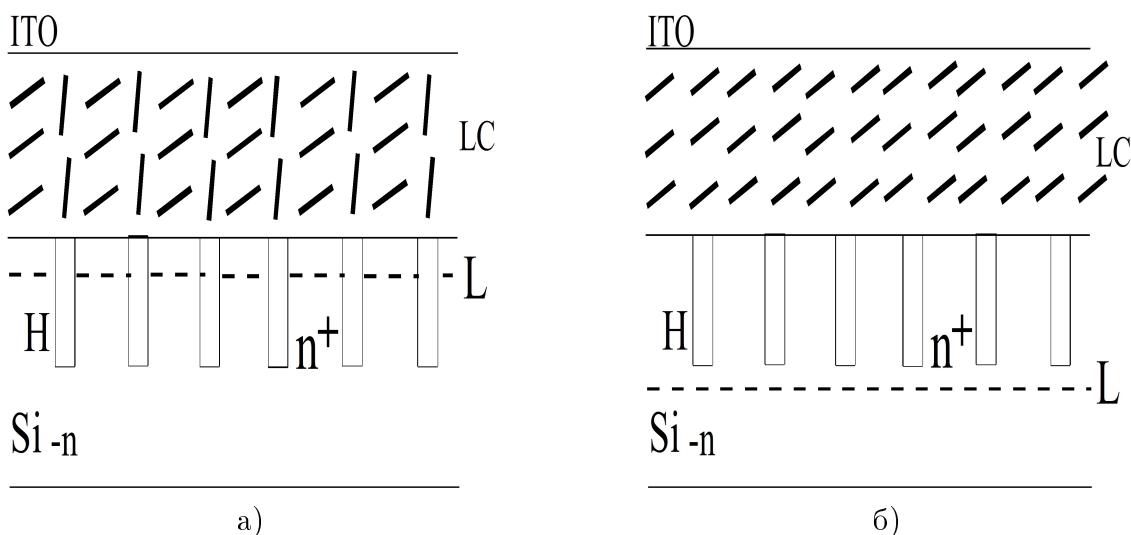


Рис. 1: Схематический вид структуры Si/LC/ITO. H – глубина высоколегированных n+ карманов, L – граница обедненного слоя, LC – нематический жидкий кристалл. а – периодическое распределение директора (решетка). б – однородное распределение директора (решетки нет).

Референтная поверхность ITO представляла собой прозрачный электрод, покрытый полиимицной пленкой, натертой в одном направлении для формирования планарной ориентации жидкого кристалла 5СВ (Монокристаллреактив, Харьков). Толщина ЖК слоя составляла 5 мкм. Поверхность кремния какой-либо дополнительной обработке не подвергалась. Благодаря практическому отсутствию рельефа на поверхности кремния, который не превышает 2 – 3 нм [6], и её физико-химической однородности, ориентация ЖК молекул на поверхности кремния однородна, и какого либо присутствия периодичности в исходной ориентации молекул ЖК не наблюдается. Это означает, что дифракцией можно пренебречь при облучении такой поверхности кремния и слоя ЖК на ней когерентным светом.

Ионный заряд у поверхности кремния, происхождение которого может быть связано с накоплением, адсорбцией (как в процессе сборки ЖК ячейки, так в процессе её старения) с поверхностной плотностью σ формирует электрическое поле $E_s = \sigma / 2\epsilon\epsilon_0$,



(1). Поверхностное поле может вызвать ряд эффектов [7, 8] с возникновением легкой оси ориентирования, а также вызвать изменение поверхностной проводимости кремния. Под действием суммарного электрического поля от ИТО электрода и поля (1) ионного заряда при соответствующей полярности, поверхностный слой в кремнии обедняется основными носителями заряда на глубину L. Глубина обеднения определяется согласно выражения [1].

$$L = \sqrt{\frac{2\epsilon_1\epsilon_0(-2|\phi_n|+U)}{eN_d}} \quad (1)$$

где U - приложенное к кремнию напряжение; N_d - концентрация донорной примеси в кремнии; ϵ_1 - диэлектрическая проницаемость кремния (10). Поверхностный потенциал дается выражением $\phi_n = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_d}{n_i}$, где n_i - собственная концентрация носителей в кремнии [1] ($10^{10} cm^{-3}$) ; k - коэффициент Больцмана и T - температура. В рассматриваемой кремниевой структуре концентрация доноров равна $N_d^+ \sim 10^{19} 1/cm^3$ в карманах и $N_d \sim 10^{15} 1/cm^3$ на исходных участках кремния соответственно. Из выражения (2) мы можем получить, что для типично приложенного к структуре напряжения (не более чем 5В), $L \sim 0,01 \mu m$ в n^+ карманах и $L \sim 1 \mu m$ для исходного кремния соответственно. Поэтому мы можем пренебречь обеднением в n^+ карманах, тогда как поверхность исходного кремния обедняется. Часть внешнего напряжения падает на обедненном слое, поэтому на поверхности кремния формируется периодическое распределение потенциала, что в свою очередь вызывает периодическое распределение директора с периодом заданным расположением карманов на поверхности кремния, рис. 1а.

Таким образом, решетка в жк слое формируется, если $L < H$ (рис. 2) и отсутствует при $L > H$ (рис.1б) или когда $L \sim 0$ (кремний не обеднен). Учитывая, что граница легирования в нижней части кармана может быть не резкой, мы допускаем, что появление решетки будет иметь место при меньшей ширине обедненного слоя L в силу возможности обеднения n^+ кармана в нижней его части.

Распределение ионного заряда у поверхности кремния имеет экспоненциальную форму [9]. Почти все ионы в этом случае будут локализованы в слое равном нескольких Дебаевских длин экранирования,[10], где q - заряд иона и n - концентрация ионов (в жк). Мы полагаем, что именно этот ионный заряд в этом слое индуцирует обедненный слой L в кремнии посредством эффекта поля.

Если предварительно на ячейку действовало постоянное напряжение с полярностью + U относительно кремния, у поверхности кремния должен накопиться ионный заряд с отрицательным знаком, который посредством эффекта поля будет обеднять поверхность кремния на некоторую глубину L. Если после переключения на тестирующее переменное напряжение в жк слое решетка не формируется, это означает, что L располагается глубже H. Однако через некоторый промежуток времени, при котором происходит релаксация избыточного ионного заряда, решетка начинает формироваться. Наличие или отсутствие обедненного слоя в кремнии, когда решетка в слое жк не наблюдается, проверяется тестированием светочувствительности структуры. Очевидно, регистрация светочувствительности означает, что приповерхностный слой кремния обеднен. На рис.3

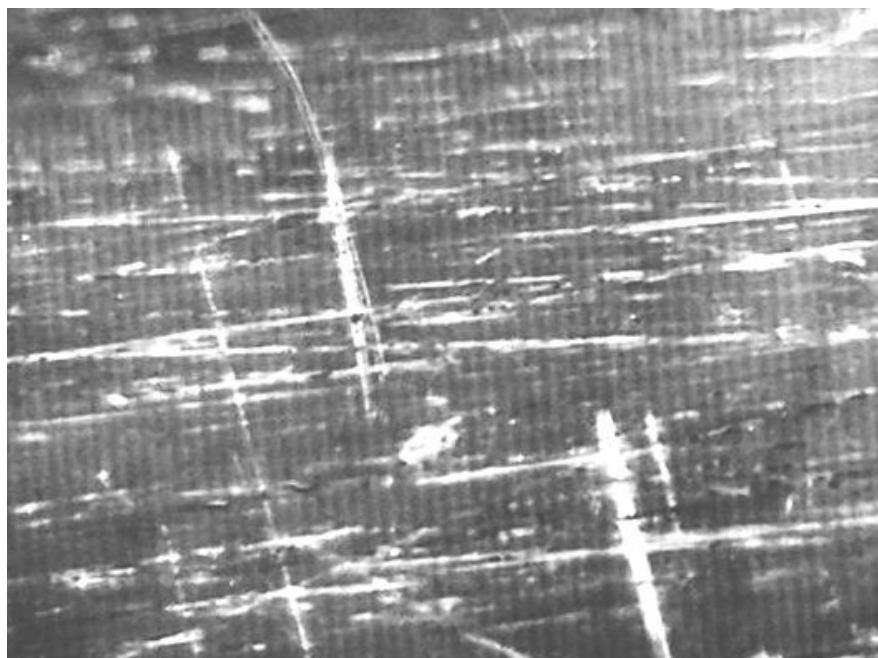


Рис. 2: Дифракционная решетка, сформированная в слое жидкого кристалла в структуре Si/LC/ITO. Тестирующее напряжение 4,5 В. Частота 10^5 Гц.

представлены кривые, соответствующие времени появления решетки в ЖК слое после переключения с постоянного на тестирующее напряжение. Хорошо видно, что время появления решетки зависит от длительности действия и величины постоянного напряжения, при котором идет процесс накопления ионного заряда у поверхности кремния. Это подтверждает, что ионный заряд, накопленный у поверхности кремния, оказывает влияние на степень обеднения кремния. Мы полагаем, что в момент формирования решетки в слое жидкого кристалла уровень L достигает глубины H карманов снизу. Знание точной позиции уровня обедненного слоя позволяет определить поверхностную плотность заряда σ .

При комнатной температуре поверхностный потенциал $\phi(z)$ определяется из уравнения Пуассона:

$$\frac{\partial^2 \phi(z)}{\partial z^2} = \frac{\partial \phi(z)}{\partial L_D^2} \quad (2)$$

где $L_D = \sqrt{\frac{kT\varepsilon_1\varepsilon_0}{2ne^2}}$ Дебаевская длина для кремния (для исходного кремния $L_D \sim 0,1$ мкм).

Решение этого уравнения есть $\phi(z) = A \cdot \exp(-z/L_D)$. Мы рассматриваем электрическое поле E_s проникающее в кремний, поэтому в выражении (1) примем, что $\varepsilon = \varepsilon_1$. Используя (1) как граничное условие и $E_s = -\frac{\partial \phi(0)}{\partial z} = +A/L_D$ мы получаем, что $A = \sigma L_D / \varepsilon_1 \varepsilon_0$. Величина A (в вольтах) приводит к значению $\sim N_s \times 1,6 \times 10^{-12}$ [где N_s в $1/cm^2$]. Используя выражение (2) и принимая во внимание, что $U = A$, мы можем найти, что для формирования обедненного слоя толщиной L равной глубине n^+

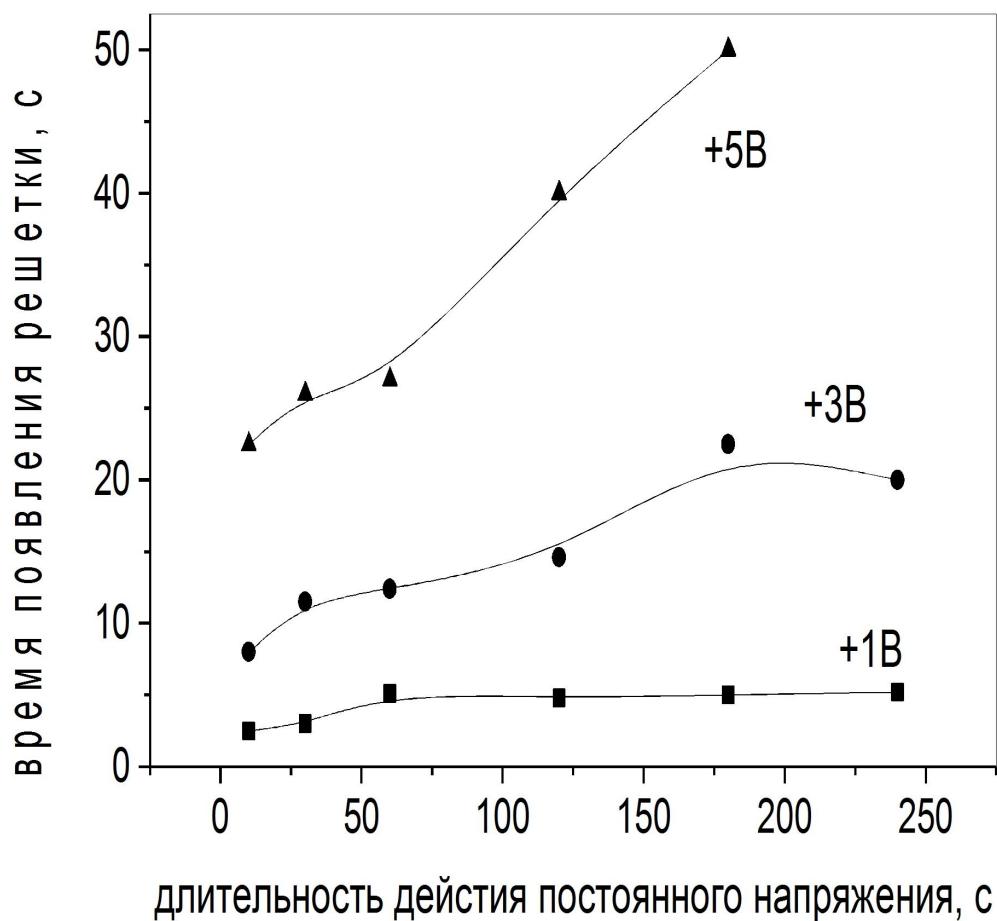


Рис. 3: Время появления (формирования) решетки в жк слое в структуре Si/LC/ITO от длительности действия постоянного напряжения с полярностью $+U$ относительно кремния. Тестирующее напряжение (4,5 В, 10^5 Гц).

карманов ($H \sim 1$ мкм) поверхность плотность ионов должна быть $N_s = 10^{12} 1/cm^2 \cdot N_s$ находится в хорошем согласии с [11], в которой оценка поверхностной плотности заряда выполнена другим методом.

Литература

1. Маллер Р., Кейминс Т. Элементы интегральных схем: Пер. с англ. М.:Мир. 1989.- 630 с.
2. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидкких кристаллов. М.:«Наука»,1978, с. 384.
3. P. L. Chen et al, Liquid Crystal, 27, 965-975(2000).
4. Gritsenko M.I., Kucheev S.I. // Mol. Cryst and Liquid Cryst., 2005, V.426.-P. 103-110.



5. Гончаров И.Ю., Колесников Д.А., Кучеев С.И., Омельченко Е.И., Тучина Ю.С. Научные ведомости БелГУ, Серия Математика. Физика № 11 (130), 2012, выпуск 27, С.-95-100
6. G. Barbero and G.Durand, J. Appl. Phys. 67, 2678(1990).
7. G.Barbero and G.Durand, J.Phys.(France) 51, 281(1990).
8. H. Naito, et al, J. Appl. Phys. 73(3), 1119-1125(1993).
9. H. Yokoyama, Handbook of Liquid Crystal Research, Oxford Press, New York, 1997.
10. V. Nazarenko, et al, Phys.Rev.E, V.60, No.5, 5580-5583(1999).

Charge-sensitive liquid crystal grating in Si/nematic/ITO structure

V.B. Elshansky*, S.I. Kucheev, Yu.S. Tuchina

Belgorod National Research University, str. Pobedy, 85, Belgorod, 308015, Russia

e-mail: kucheev@bsu.edu.ru

* Lucent Technologies-Chezara, Ltd. Odintzova 25 str., Chernigov 14030, Ukraine

Abstract. In the work it is shown that the width of depleted layer in silicon can be manifested and analyzed by specific reaction of Si/nematic/ITO structure via the formation of diffraction grating in liquid crystal layer. The diffraction grating is due to the formation of periodical surface electric potential because of existing the no depleted elements in silicon which are obtained by photolithographic and doping methods. These so called pockets with certain depth sets the period of diffraction grating. Exact knowledge of position of depleted layer in silicon allows to estimate the surface charge in liquid crystal structure.

Keywords: silicon, field effect, nematic, diffraction grating.



537.533.9

**Взаимодействие высокоэнергетических пучков быстрых электронов с
конструкционным металлокомпозиционным материалом на основе
алюмосодержащей матрицы**

Ю.М. Бондаренко, П.В. Матюхин, В.И. Павленко

Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова,
308012, г. Белгород, ул. Костюкова, 46

Аннотация. Изучены физические процессы взаимодействия пучков быстрых электронов с радиационно-защитными экранами. В качестве мишени использован конструкционный металлокомпозиционный материал, с разработанным ранее составом, на основе алюмосодержащей матрицы, наполненной высокодисперсными модифицированными оксидами железа и висмута. Общее содержание наполнителя в металлокомпозиционном материале составляло 60%. В работе приведены расчетные результаты по моделированию взаимодействия высокоэнергетических пучков быстрых электронов с рассматриваемой мишенью с применением оригинальной программы, разработанной на базе библиотеки «GEANT4». Для оценки сравнительных параметров параллельно проводились расчеты с конструкционной сталью марки Ст3. Для конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы теоретически определен эффективный пробег электронов с $E = 1 - 5$ МэВ при флюенсе 10^{16} электронов/ см^2 , а так же глубина максимальной концентрации накопленной дозы, коэффициенты отражения и поглощения. Проведен сравнительный анализ результатов, теоретически рассчитанных по методу Монте-Карло, с экспериментально полученными данными.

Ключевые слова: электроны, радиационно-защитный экран, металлокомпозиционный материал, расчетная модель, алюмосодержащая матрица, метод Монте-Карло, GEANT4

Введение. Радиационно-защитный экран – это инженерный барьер, представляющий собой передвижной или стационарный щит, обеспечивающий поглощение либо ослабление интенсивности потока высокоэнергетического излучения в определенном направлении [1].

Выявление особенностей радиационных процессов, протекающих при прохождении частиц высоких энергий через защитный экран, является важнейшей проблемой радиационной физики и химии радиационно-защитных материалов, поскольку различные концентрированные потоки энергий на поверхностные слои материала приводят к генерации большого количества дефектов, образованию метастабильных фаз и термоокислительной деструкции [2, 3].

Электронный пучок является экологически чистым энергоносителем, дающим возможность вводить в объем обрабатываемого материала большое количество энергии за малое время, резко меняя его состояние. Электронный пучок создает большие градиенты электрического поля, вызывающие электрические пробои по границам зерен, что может приводить к разупрочнению материала по границам фаз [2 - 4].



В настоящее время для моделирования взаимодействия ионизирующего излучения, в том числе высокоэнергетических пучков быстрых электронов, со сложными объектами применяют разработанный в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) пакет компьютерных программ «GEANT4», основанный на статистическом прямом моделировании методом Монте-Карло (метод случайных испытаний) [5].

В данной работе представлена оценка защитного эффекта, а так же экспериментальные и расчетные данные взаимодействия высокоэнергетических пучков быстрых электронов с конструкционным металлокомпозиционным материалом на основе алюмосодержащей матрицы.

Цель исследования. Изучить возможность применения оригинальной программы, разработанной на базе библиотеки «GEANT4» [6, 7], к задачам расчетного моделирования распределения быстрых электронов в конструкционном металлокомпозиционном материале известного состава. Для оценки сравнительных параметров параллельно произвести расчеты с конструкционной сталью марки Ст3.

Для мишени представленной конструкционным металлокомпозиционным материалом на основе алюмосодержащей матрицы провести сравнительный анализ результатов, теоретически рассчитанных по методу Монте-Карло, с экспериментально полученными данными.

Материалы и методы исследования. В качестве мишени использован конструкционный металлокомпозиционный материал на основе алюмосодержащей матрицы, наполненной высокодисперсными модифицированными оксидами железа и висмута. Содержание наполнителя в металлокомпозиционном материале составляло 60 %. Ранее было установлено, что данный состав является оптимальным для использования этого материала в условиях знакопеременных температур и воздействия агрессивных сред [8 - 10].

Метод Монте-Карло использован для расчета распределения быстрых электронов в конструкционном металлокомпозиционном материале. Для этого применяли оригинальную программу, разработанную на базе известной библиотеки «GEANT4» [6, 7].

В качестве исходных данных были приняты следующие условия: геометрическая мишень – образец конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы, изготовленный в форме цилиндра диаметром 25 мм и толщиной 8 мм; моноэнергетический пучок из 500 электронов ($E = 1 - 5$ МэВ) сечением 20×20 мм, падающий на мишень по нормали поверхности. По нормали поверхности металлокомпозиционный материал разбивался на 100 отрезков равной длины (по 0,08 мм). Если при прохождении через вещество электрон терял энергию, то потерянную энергию на каждом шаге расчетного моделирования, записывали в ячейку с номером, соответствующим координате данной частицы. Таким образом, обрабатывались данные по всем выпущенным электронам.

Для получения экспериментальных данных образец рассматриваемого конструкционного металлокомпозиционного материала облучали в пучке быстрых электронов на линейном ускорителе ИМЕТ РАН (г.Москва). Энергия пучка в испытаниях от 1 до 5



МэВ. Мощность дозы $0,4 - 0,7$ кГр/с. Плотность тока на образце – $0,20 - 0,33$ мКА/см². Флюенс электронов до 10^{16} электронов/ см². За облучаемым образцом вплотную к его внешней поверхности закрепляли дозиметр, который был экранирован от попадания электронов, рассеянных в конструкции ускорителя. Чувствительным элементом дозиметра служил алмазный детектор, представляющий собой пластину площадью $0,25$ см² и толщиной 300 мкм с напылением на плоской поверхности диска запирающим и инжектирующим контактами.

Результаты и их обсуждение. Закономерности прохождения быстрых электронов в тяжелых средах обусловлены многократными процессами упругих и неупругих взаимодействий, определяющих их глубину проникновения в защиту [4]. При прохождении через вещество электроны (β -частицы) легко рассеиваются в веществе, в связи с чем, их траектория в 1,5 - 4 раза превышает пройденную толщину слоя вещества. Поэтому пробегом β -частиц данной энергии в веществе называют не длину траектории, а минимальную толщину поглотителя, при которой практически полностью задерживаются все электроны начального потока [11].

При выборе наиболее приемлемых вариантов и соответствующих параметров облучения необходимо определить распределение поля поглощенных доз в плоскости поперечного сечения материала [7].

Расчетная модель распределения высокоэнергетических пучков быстрых электронов в конструкционном металлокомпозиционном материале на основе алюмосодержащей матрицы и конструкционной стали марки Ст3.

На рис. 1 представлено графическое распределение мощности дозы по глубине конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы и конструкционной стали марки Ст3 вдоль направления облучения электронным пучком с $E = 1 - 5$ МэВ, рассчитанное на базе библиотеки «GEANT4» (число разыгрываемых частиц 10^{-3}).

На рис. 1 наблюдается экстремальный характер распределения поглощенной дозы по толщине рассматриваемых материалов. Для пучка электронов с энергией 3 – 5 МэВ полоса максимума уширивается и охватывает более глубокие слои, по сравнению с энергией электронов 1 МэВ. Появление максимума является результатом процесса ионизации в массе облучаемых материалов. Развитие этого процесса связано с повышением плотности ионизации среды за счет обратного рассеяния вторичных электронов на больших глубинах, что приводит к росту поглощенной дозы излучения. Спад на кривых распределения переданной энергии объясняется поглощением и рассеянием электронов.

Результаты расчетов показывают (рис. 1), что глубина концентрации максимальной накопленной энергии в конструкционном металлокомпозиционном материале вдоль направления облучения пучком электронов с $E = 1$ МэВ составляет 0,24 мм; с энергетикой 3 МэВ составляет 1,2 мм; с энергетикой 5 МэВ соответственно 2 мм. Для стали максимальная накопленная энергия при облучении электронами с $E = 1$ МэВ составляет 0,24 мм; с $E = 3$ МэВ составляет 0,8 мм; с $E = 5$ МэВ соответственно 2 мм.

На рис.2 приведена наглядная модель распределения моноэнергетического пучка электронов с числом частиц – 500 и энергией $E = 1 - 5$ МэВ по глубине конструкции

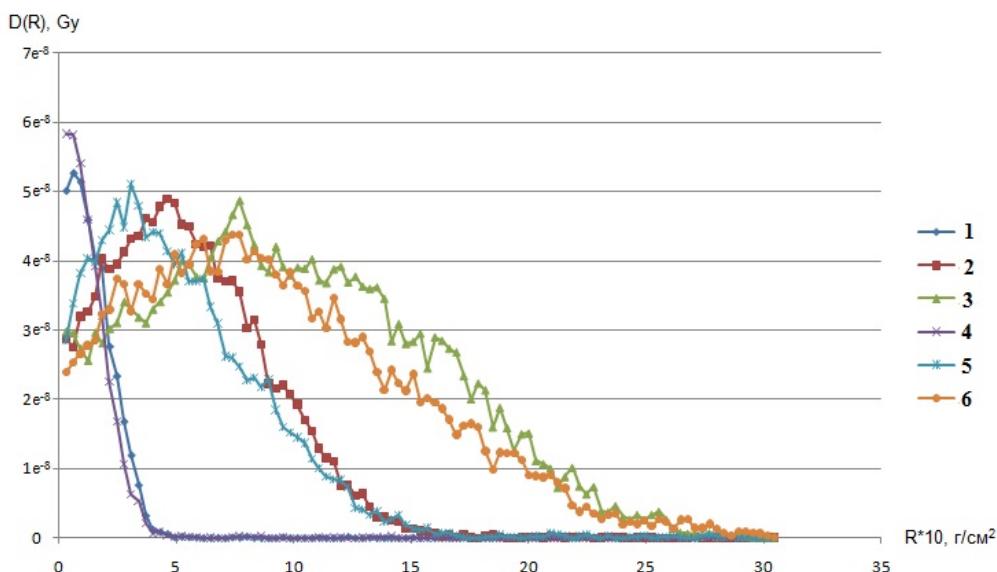


Рис. 1: Расчетное распределение поглощенной дозы $D(R)$ по глубине конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы (1 - 3) и конструкционной стали Ст3 (4 - 6) для электронов с энергией: 1 – 1 МэВ; 2 – 3 МэВ; 3 – 5 МэВ; 4 – 1 МэВ; 5 – 3 МэВ; 6 – 5 МэВ.

онного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы (а, б, в) и конструкционной стали (г, д, е), осуществляемая при помощи программного комплекса на базе библиотеки «GEANT4» (красный цвет – электроны, зеленый цвет – тормозное излучение). Видно, что путь электронов состоит из отрезков, определяемых расстоянием между двумя последовательными актами упругого рассеяния при атомном столкновении. Траектория пучка электронов после рассеивания становится настолько сложной, что напоминает процесс диффузии частиц в веществе. Абсолютная глубина проникновения электронов в материале оказывается намного меньше, чем полный путь до торможения, определяемый ионизационными и отчасти радиационными потерями.

Из расчетных кривых распределения поглощенной дозы по глубине (рис.1), и результатов моделирования прохожденияmonoэнергетического пучка из 500 электронов (рис.2), следует, что эффект поглощения электронов наиболее выражен у конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы. При одинаковых энергиях облучения эффективный пробег электронов в металлокомпозиционном материале незначительно больше эффективного пробега электронов в стали. Поскольку, плотность конструкционного металлокомпозиционного материала ($\rho = 3848 \text{ кг}/\text{м}^3$) [8, 9] в 2 раза меньше плотности конструкционной стали ($\rho = 7860 \text{ кг}/\text{м}^3$) [12], то можно говорить о том, что конструкционный металлокомпозиционный материал на основе алюмосодержащей матрицы в 2 раза эффективнее, чем сталь, так как при одинаковой толщине защиты масса радиационно-защитного экрана из металлокомпо-

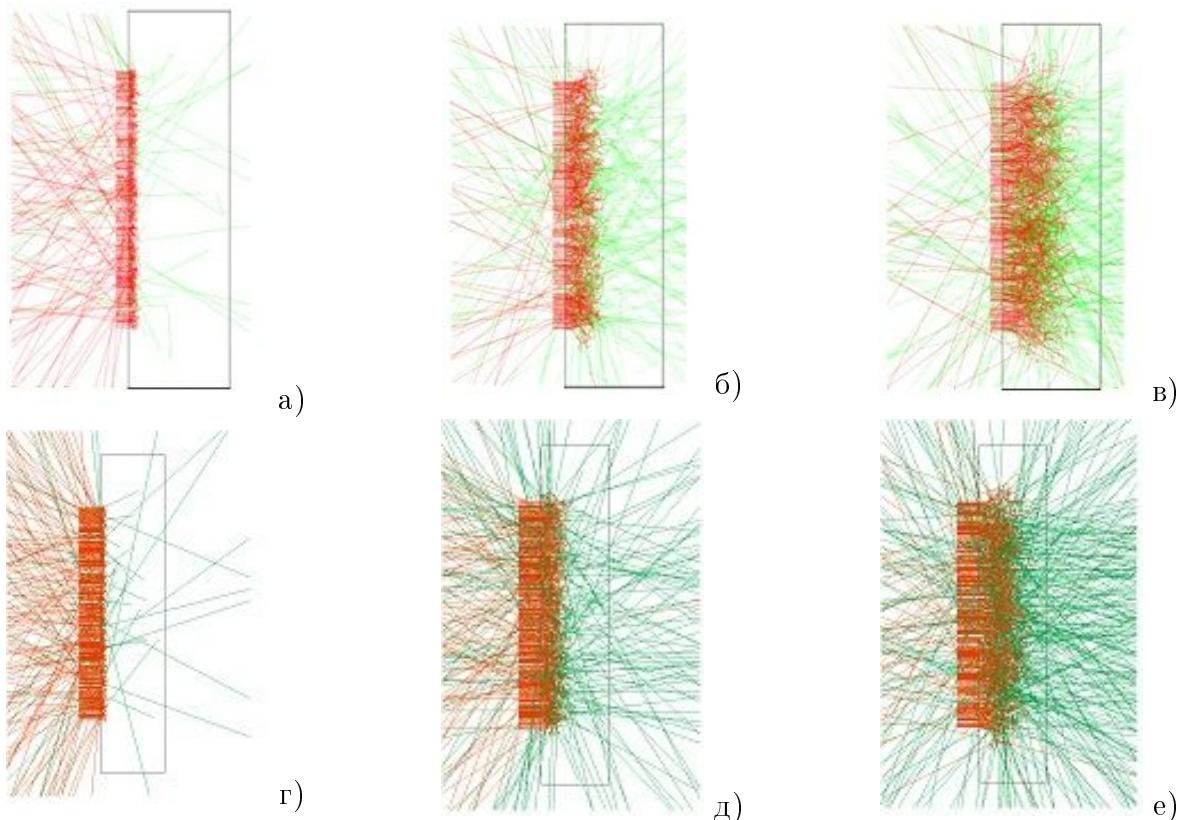


Рис. 2: Расчетное распределение моноэнергетического пучка электронов через конструкционный металлокомпозиционный материал на основе алюмосодержащей матрицы (а, б, в) и конструкционной стали Ст3 (г, д, е) с энергией: а - 1 МэВ, б - 3 МэВ, в - 5 МэВ, г - 1 МэВ, д - 3 МэВ, е - 5 МэВ.

зионного материала будет в 2 раза меньше, чем масса экрана, сделанного из стали.

С увеличением энергии электронов от 1 МэВ до 5 МэВ происходит увеличение радиационных потерь этой энергии, как следствие, и тормозное излучение становится более интенсивным. При облучении пучком электронов с $E = 1$ МэВ, основная масса электронов в материале (рис. 2. а и г) и их тормозное излучение сохраняют направление движения первичного пучка электронов. При облучении с $E = 5$ МэВ (рис. 2. в и е), рассеяния настолько интенсивные, что наблюдаемый поток электронов и квантов тормозного излучения, рассеянных на 180 градусов, составляет значительную долю от первичного потока электронов.

Расчетное распределение моноэнергетического пучка электронов наглядно показывает (рис. 2 в и рис. 2 е), что интенсивность тормозного излучения в конструкционном металлокомпозиционном материале на основе алюмосодержащей матрицы меньше, чем в конструкционной стали, следовательно, и менее эффективно генерируется в металлокомпозиционном материале жесткое электромагнитное излучение, обладающее большой проникающей способностью, чем в стали.

Радиационные испытания конструкционного металлокомпозиционного материала на

основе алюмосодержащей матрицы в пучках быстрых электронов.

Экспериментальные результаты по распределению мощности дозы по глубине образца металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы вдоль направления облучения, где мощность дозы за образцом D отнесена к начальной мощности поглощенной дозы D_0 , представлены на рис.3. При обработке пучком ускоренных электронов различной энергии одинаковая доза достигается на глубине, которая в приближении прямо пропорциональна энергии электронов в области 1 - 5 МэВ.

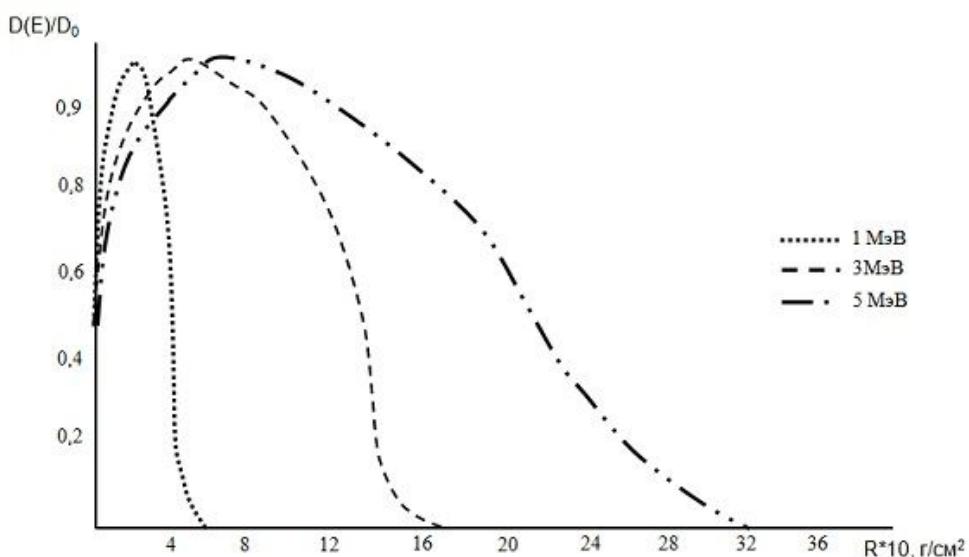


Рис. 3: Распределение поглощенной дозы по глубине конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы для электронов с энергиями 1 – 5 МэВ.

Для создания большей равномерности облучения выполнено двухстороннее облучение образца металлокомпозиционного материала. На рис. 4. представлены результаты распределения дозы $D(R)$ по глубине образца конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы, облученного с двух сторон пучком быстрых электронов с $E = 3$ МэВ. Теоретически рассчитанные по методу Монте-Карло результаты (рис. 1) согласуются с экспериментально полученными данными (рис. 3, рис. 4).

Оценка защитного эффекта при прохождении высокогенергетических пучков быстрых электронов через конструкционный металлокомпозиционный материал на основе алюмосодержащей матрицы Результаты математических расчетов изменения коэффициентов отражения, поглощения электронов различной энергии, их эффективного пробега, а так же глубины концентрации максимальной дозы для конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы представлены в таблице 1.

Результаты расчетов (табл. 1) показали, что достаточно в широком энергетическом спектре 82 – 97 % электронов приходится на поглощение в конструкционном метал-

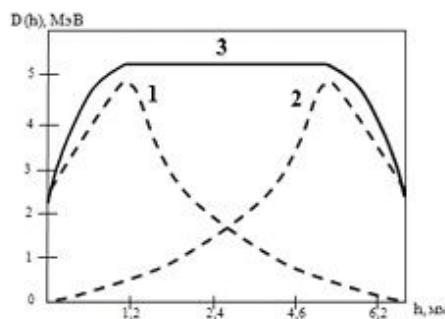


Рис. 4: Распределение поглощенной дозы $D(h)$ по глубине конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы, облученного: 1- с одной стороны; 2 – с другой; 3 – с двух сторон.

Таблица 1: Расчетные параметры распределения электронов в поверхностных слоях конструкционного металлокомпозиционного материала на основе алюмосодержащей матрицы

Энергия электронов, МэВ	Эффективный пробег электронов, мм	Глубина концентрации максимально дозы, мм	Коэффициенты			
			Отражения		Поглощения	
			по энергии	по частичкам	по энергии	по частичкам
1	1,6	0,24	0,17642	0,176	0,82358	0,824
3	4,64	1,2	0,0538	0,1	0,9462	0,9
5	7,92	2	0,024696	0,058	0,975304	0,942

локомпозиционном материале на основе алюмосодержащей матрицы, причем с возрастание энергии электронного пучка эффект отражения уменьшается. Для электронов с энергией ≥ 3 МэВ глубина концентрации максимальной дозы заметно увеличивается. При энергии 1 МэВ коэффициент отражения по энергии выше, чем по частичкам, а для больших энергий это соотношение меняется в обратную сторону. Это связано с преобладанием неупругого взаимодействия электронов с атомами вещества, а так же частичной потерей энергией в поверхностных слоях и вылетом за пределы образца за счет обратного рассеивания.

Выводы. При облучении пучками быстрых электронов различной энергии в металлокомпозиционном материале одинаковая доза достигается по глубине, которая в приближении прямо пропорциональна энергии электронов в области 1 – 5 МэВ.

При энергиях электронного облучения до 5 МэВ эффект поглощения электронов наиболее выражен у конструкционного металлокомпозиционного материала на основе



алюмосодержащей матрицы, чем у стали марки Ст3. Для быстрых электронов с энергией до 5 МэВ 82 – 97 % энергетических частиц приходится на поглощение в конструкционном металлокомпозиционном материале на основе алюмосодержащей матрицы. При энергиях выше 1 МэВ возрастают процессы неупругого взаимодействия электронов с атомами вещества за счет чего, альбедо по энергии становится меньше, чем по частицам. Так же наблюдается экстремальный характер распределения поглощенной дозы электронного облучения по толщине конструкционного металлокомпозиционного материала и с увеличением энергии электронного пучка полоса максимума уширивается. Поскольку, плотность конструкционного металлокомпозиционного материала в 2 раза меньше плотности стали, то можно говорить о том, что конструкционный металлокомпозиционный материал на основе алюмосодержащей матрицы в 2 раза эффективнее, чем сталь, так как при одинаковой толщине защиты масса радиационно-защитного экрана из металлокомпозиционного материала будет в 2 раза меньше, чем масса экрана, сделанного из стали.

При облучении электронным пучком с $E = 5$ МэВ интенсивность тормозного излучения в конструкционном металлокомпозиционном материале на основе алюмосодержащей матрицы меньше, чем в стали марки Ст3, следовательно, и менее эффективно генерируется в рассматриваемом металлокомпозиционном материале жесткое электромагнитное излучение, обладающее большой проникающей способностью, чем в стали.

Литература

1. ГОСТ 16950 – 81. Техника радиационно-защитная. Термины и определения.
2. Взаимодействие быстрых электронов и гамма-квантов с радиационно-защитными железооксидными композитами / В.И. Павленко, Р.Н. Ястребинский, П.В. Матюхин, Д.Н. Воронов // Известия высших учебных заведений. Физика. - 2008. - Т. 51. - № 11. - С. 66-71.
3. Воздействие высокоэнергетических пучков быстрых электронов на полимерные радиационно-защитные композиты / В.И. Павленко, Р.Н. Ястребинский, О.Д. Едаменко, Д.Г. Тараков // Вопросы атомной науки и техники. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение (95). – 2010. - №1. – С. 129 -134.
4. Матюхин П.В. Композиционный материал, стойкий к воздействию высокоэнергетических излучений / П.В. Матюхин, В.И. Павленко, Р.Н. Ястребинский // Вестник Белгородского государственного технологического университета им. В.Г. Шухова. – 2012. - №2. – С. 25 – 27.
5. Официальный сайт программы «Geant4». – URL: <http://geant4.cern.ch/> (дата обращения 25.04.2013).



6. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2012614586 от 05.06.2012 г. Программа моделирования взаимодействия пучка высокоэнергетического ионизирующего излучения с веществом / В.И. Павленко, Н.И. Черкашина, О.Д. Едаменко.
7. Черкашина Н.И. Моделирование воздействия космического излучения на полимерные композиты с применением программного комплекса Geant4 // Современные проблемы науки и образования. – 2012. -№3. – С. 122.
8. Конструкционный радиационно-защитный металлокомпозиционный материал на основе алюмосодержащей матрицы и высокодисперсных оксидов тяжелых металлов /, П.В. Матюхин, Ю.М. Бондаренко, В.И. Павленко, Р.Н. Ястребинский // Современные проблемы науки и образования. – 2013. - №1. – С. 120.
9. Перспективы создания современных высококонструкционных радиационно-защитных металлокомпозитов / П.В. Матюхин, В.И. Павленко, Р.Н. Ястребинский, Ю.М. Бондаренко // Вестник Белгородского государственного технологического университета им. В.Г. Шухова. – 2011. - №2. – С.27 – 29.
10. Матюхин П.В., Бондаренко Ю.М., Павленко В.И. Исследование микроструктуры поверхности композиционного материала на основе алюминиевой матрицы // Перспективные материалы. 2013. №6. С. 22 – 26.
11. Гусев, Н.Г. Физические основы защиты от излучений / Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович, А.П. Суворов. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – Т. 1. – 510 с.
12. Безъязычный В.Ф. Основы обеспечения качества металлических изделий с неорганическими покрытиями: учебное пособие / В.Ф. Безъязычный, В.Ю. Замятин, А.Ю. Замятин, Ю.П. Замятин. – М.: Машиностроение, 2005. – 608 с.

Interaction of high-energy beam of fast electrons with constructional metallokompozition material based on matrix aluminum

P.V. Matyukhin, Y.M. Bondarenko, V.I. Pavlenko

Belgorod Shukhov State Technology University, Kostukova St. 46, Belgorod,
308012, Russia

Abstract. The physical processes of the interaction of fast electron beams with radiation protective shields. The target was material used in constructional metallokompozition material with the previously developed composition based on the matrix aluminum filled with finely-modified iron oxides and bismuth. Content of filler in the metallokompozition material was 60%. The paper presents the results calculated by modeling the interaction of high-energy beams of fast electrons with the target under consideration using the original program, developed on the basis of library «GEANT4». To assess the comparative parameters were calculated in parallel with structural steel grade St3. For constructional metallokompozition material based on matrix aluminum theoretically defined effective range of the electrons



with $E = 1 - 5$ MeV fluence $1016 \text{ elektronov/sm}^2$, as well as the depth of the maximum concentration of the accumulated dose, reflection and absorption. A comparative analysis of the results, the theoretically calculated by the Monte Carlo method, with the experimentally obtained data.

Keywords: electrons, radiation protective screen, metallokompozition material, calculation model, aluminum-matrix, Monte Carlo method, GEANT4.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Бондаренко Ю. М. - аспирант кафедры неорганической химии института строительного материаловедения и техногенной безопасности Белгородского государственного технологического университета им.В.Г. Шухова

Матюхин П. В. - кандидат технических наук, доцент кафедры неорганической химии института строительного материаловедения и техногенной безопасности Белгородского государственного технологического университета им.В.Г. Шухова

Павленко В. И. - доктор технических наук, директор института строительного материаловедения и техногенной безопасности, зав. кафедры неорганической химии Белгородского государственного технологического университета им.В.Г. Шухова



УДК 539.4.015.1; 548.24

Комплексная методика для исследования процесса двойникования в металлах с ГПУ-решеткой И.С. Никulin

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
308015, ул. Студенческая, 14, Белгород, e-mail: nikulin@bsu.edu.ru

Ключевые слова: Двойникование, акустическая эмиссия, ГПУ структура

Введение. Исследование процесса двойникования в реальных металлах связано с рядом трудностей, не дающих в полной мере экспериментально исследовать данный физический процесс. В первую очередь это связано с высокой динамикой и скачкообразностью прохождения процесса зарождения и развития деформационных двойников [1]. Кроме этого существующие методы исследования единичных двойниковых прослойек применимы для монокристаллических экспериментальных образцов [2] и не дают возможности исследовать процесс двойникования в поликристаллических веществах с относительно неоднородным распределением дислокаций и неопределенной кристаллической ориентацией отдельных фрагментов структуры исследуемого металла. Реализованная в данной работе методика с применением акустической эмиссии позволяет получить представление об источниках двойникообразующих дислокаций в реальном времени развития деформационных процессов в объеме кристаллического тела.

Описание методики. В качестве материала исследования использовались прутки титана, которые прокатывались на стане ВЭМ-3 СМ при температуре 500°C с суммарной степенью обжатия 75% и 15% обжатия за проход. Полученные пластины отжигались в вакууме при температуре 700°C в течение одного часа. Для получения клиновидных механических двойников использовалась методика микроиндентирования. На электрополированных образцах титана после МТО с помощью методики EBSD-анализа строилась карта разориентировок (рис.1).

По этой карте на поверхности титана находились зерна, ориентация кристаллической решетки в которых соответствовала плоскости (0001). В отмеченные зерна с помощью микротвердомера «DM-8B» производилось вдавливание алмазной пирамидки с минимальной начальной нагрузкой на индентор - 10г. Производилось фотографирование поверхности в зоне отпечатка, после чего осуществлялось повторное индентирование в то же место с большей нагрузкой (последовательно 25,50,10,200,300г). В процессе внедрения индентора в поверхность образца регистрировались сигналы АЭ, что позволило проанализировать динамику образования и развития деформационных дефектов, в том числе и двойниковых.

Полученные после исследования образцы с клиновидными двойниками исследовались с помощью зондового микроскопа «Integra Aura». Полученные с помощью сканирующего зондового микроскопа результаты (СЗМ - изображения) исследовались с помощью программы «Nova». Строились профили сечения вдоль и поперек двойниковой прослойки, после чего в той же программе измерялись углы и размеры двойниковых

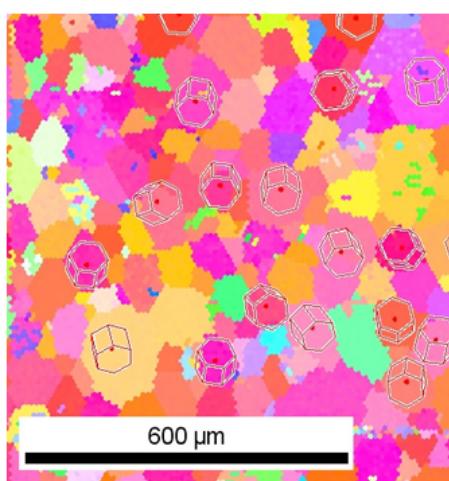


Рис. 1: Карта разориентировок образца титана, прошедшего отжиг при температуре 700°С.

прослоек и прилегающих к ним зон. Отснятые образцы химически протравливались в растворе: 2 мл HNO_3 ; 2 мл HF; 96 мл H_2O в течение 15с. Полученные образцы снова исследовались с помощью оптического и зондового микроскопа. Осуществлялась съемка тех же двойников, что и до травления.

Исследование металлов проводимых с помощью описанной методики позволяют получить следующие результаты:

- определение преимущественных механизмов деформации на разных ее этапах[3];
- полноценное исследование динамики развития механических двойников[4,5];
- исследование влияния дефектной структуры на процесс двойникования[6].

Литература

1. Федоров В.А. Дислокационные механизмы разрушения двойнико-ящихся материалов / В.А. Федоров, Ю.И. Тялин, В.А. Тялина. М.: Машиностроение, 2004. - 336 с.
2. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойникование кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1960, 261с.
3. N.V. Kamyshanchenko, I.S. Nikulin, E.S. Kungurtsev, M.S. Kungurtsev Experimental Determination of Preferential Mechanisms of Stress Relaxation during Deformation of HCP Metals. TECHNICAL PHYSICS LETTERS, Vol. 39, No. 5, 2013, p.469-471
4. N. V. Kamyshanchenko, I. S. Nikulin, M. S. Kungurtsev, I. M. Neklyudov, O. I. Volchok Investigation of Twinning Dynamics in VT1-0 Titanium Using Acoustic Emission, Inorganic Material, Vol. 2 No. 2, 2011, p.192-196.



5. N. V. Kamyshanchenko, I. S. Nikulin, M. S. Kungurtsev, I. Yu. Goncharov, I. M. Neklyudov, O. I. Volchok Twinning of alloy VT1-0 after total annealing, Metal Science and Heat Treatment. Vol. 52, Nos. 7 – 8, 2010, p.371-375.
6. Камышанченко Н.В., Никиulin И.С., Кунгурцев М.С., Неклюдов И.М., Кунгурцев Е.С. Исследование влияния скорости охлаждения на структуру, физико-механические свойства и процесс двойникования в закаленном титане ВТ1-0. Перспективные материалы. – №1. – 2012г., с. 52-57.

Complex techniques for studying the process of twinning in metals with hcp lattice

I.S. Nikulin

Belgorod State University, Studencheskaya St. 14, Belgorod 308015, Russian Federation,
e-mail: nikulin@bsu.edu.ru

Key words: Twinning, acoustic emission, hcp structure



УДК 539.4.015.1; 548.24

Взаимосвязь структуры, механических и физических свойств титана BT1-0
М. С. Кунгурцев, Е. С. Кунгурцев

Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
ул. Студенческая, 14, Белгород, 308015, Россия,
e-mail: argus1985@rambler.ru

Аннотация. В статье анализируются состояние структуры, зависимость электрических, акустических и механических характеристик от температуры нагрева и последующего медленного (1.8 град/мин) остывания в вакууме в диапазоне 550 – 1100°C.

Ключевые слова: отжиг, электросопротивление, микроструктура.

Введение. Развитию современных промышленных производств, какими являются атомная энергетика, химическое машиностроение, аэрокосмическая отрасль и др., способствовало интенсивное исследование свойств титана, циркония и гафния и разработка технологий с применением названных металлов. Однако получение новых технологий или углубление представлений о процессах, протекающих в определенных физико-механических условиях, требуют дополнительных исследований. Литературные источники результатов исследований и эксплуатационные данные установили, что изделия из технически чистого титана BT1-0 способны сохранять физико-механические свойства в узком температурном диапазоне в зависимости от температуры и степени предварительной деформации. Поэтому изучение влияния отжига в диапазоне 550 – 1100°C на физико-механические свойства титана BT1-0 создаст условия для расширения представлений о механизмах, протекающих в материале после пластической деформации в α -структуре. Настоящая работа посвящена изучению поведения электрического сопротивления, акустической эмиссии (АЭ), макроструктуры, прочностных характеристик технически чистого титана BT1-0, подвергнутого температурному воздействию.

Материалы, оборудование и методика исследований. Материалом исследования являлся титан марки BT1-0. Титановые полосы при температуре 500°C подвергались прокатке на прокатном стане ВЭМ-3 СМ с остаточной деформацией 75% с обжатием за проход 15-20%. Образцы вырезались на электроэррозионной установке «Sodick AQ 300 L» вдоль прокатки из листовых заготовок в виде лопаток с шириной рабочей части 2 мм и длиной 12 мм для растяжения в испытательной машине «INSTRON 5882» со скоростью нагружения 1,5 мм/с при комнатной температуре. Для снятия дефектного слоя, возникшего в результате резки, полученные образцы подвергались механической шлифовке. Отжиг образцов производился в вакуумной печи Carbolite с остаточным давлением не ниже 10⁻⁵ Па при температурах 550, 700, 850, 900, 1000, 1050 и 1100°C с последующим медленным охлаждением с печью в течение 10 часов. Измерение микротвердости образцов выполняли на микротвердомере «DM-8B» с использованием пирамидки Виккерса с нагрузкой на индентор 100 грамм. Размеры зерна определяли с помощью микроскопа «OLYMPUS G71». Сигналы акустической эмиссии регистрировались с частотой дискретизации (частотой «взятия» отсчетов непрерывного во времени



сигнала) 1 МГц. Электрический сигнал, полученный от преобразования механических процессов в образце пьезоэлектрическим датчиком, регистрировался компьютером с помощью АЦП L783. Удельное сопротивление измерялось с помощью нановольтметра «Agilent 34420A» четырехзондовым методом.

Результаты исследований и их обсуждение. Изменение микроструктуры при нагреве прокатанного титана с остаточной деформацией 75% представлено на рисунке 1. Рентгеноструктурный анализ показал, что структурное состояние после прокатки при 500°C и последующего отжига до 850°C представляет собой стабильную α – модификацию, имеющую ГПУ решетку (α – Ti). Механические свойства в зависимости от температуры отжига представлены в таблице 1.

Таблица 1

№	Температура отжига, °C	Размер зерна (d), мкм	Микротвердость, HV	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_B , МПа
1	Прокатка при 500	4.5	232	623	669
2	550	7.3	217	430	508
3	600	21	192	360	440
4	650	29	187	340	420
5	700	47.8	183	314	393
6	850	53.1	175	280	380
7	900	60.4	165	250	365
8	1000	119.3	211	355	437
9	1050	130	217	371	483
10	1100	136	223	383	510

Макроструктура образцов титана, полученных прокаткой с остаточной деформацией 75%, состоит из фрагментов субзерен и зерен с большеугловыми границами (рис. 1, а). Зерна и субзерна имеют неравноосную форму и вытянуты вдоль направления прокатки. Переход от неравноосного состояния субзерна, полученного в процессе пластической деформации, до структуры с равноосным состоянием наблюдается уже при отжиге 550°C (рис. 1, б).

Повышение температуры отжига до температуры полиморфного превращения приводит к рекристаллизационным процессам, способствующих увеличению среднего размера зерен и снижению прочностных свойств [1]. Процесс упруго - пластического течения металлов сопровождается непрерывным изменением плотности структурных дефектов. Их накопление проявляется в виде деформационного упрочнения и образования препятствий, которые требуют увеличения механического напряжения для продолжения деформации [2, 3].

Характерной особенностью развития упруго – пластической деформации для деформированного прокаткой титана является резкое повышение удельного электросопротив-

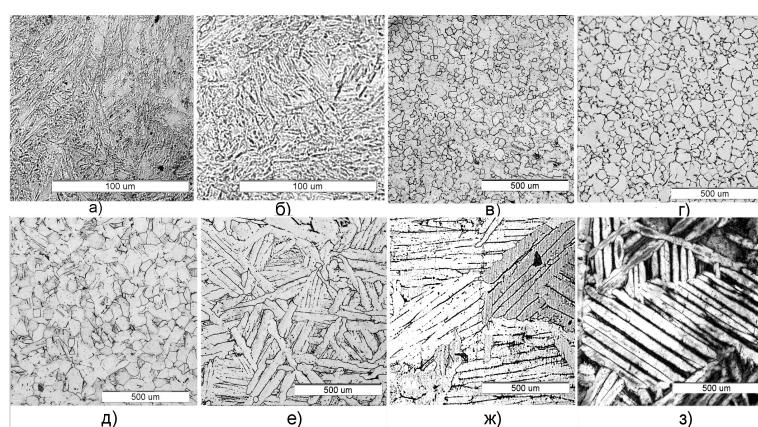


Рис. 1: Макроструктура титана после горячей прокатки с остаточной деформацией 75% (а), прошедшего отжиг при 550°C (б), 700°C (в), 850°C (г), 900°C (д), 1000°C (е), 1050°C (ж) и 1100°C (з)

ления с одновременным появлением акустической эмиссии (рис. 2, а). При аналогичных испытаниях пластически деформированного титана, но прошедшего отжиг при 700°C, что соответствует завершению рекристаллизационных процессов, не было обнаружено площадки текучести и в пластической области наблюдалось резкое понижение значений удельного электрического сопротивления и существенное снижение активности АЭ (рис. 2, б). При этом отмечается небольшое увеличение удельного электросопротивления в упругой области, значение которого, несмотря на плавное увеличение его при дальнейшем пластическом течении вплоть до разрыва, так и не достигло первоначального значения.

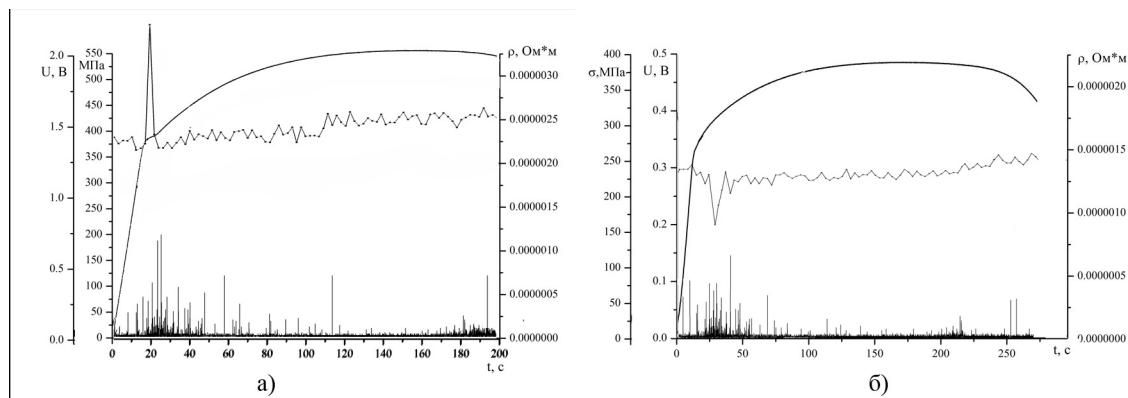


Рис. 2: Развитие АЭ и изменение удельного электрического сопротивления в процессе деформации растяжением титановых образцов: после прокатки (а), после отжига при 700°C (б)

Можно предположить, что в деформационно упрочненных образцах главную роль играют дислокации и внедренные атомы, образовавшиеся в процессе пластической де-

формации прокаткой. Их относительный вклад в динамику и кинетику деформации зависит от многих факторов, но основными являются степень деформации, плотность дефектов, скорость и температура деформации. При больших плотностях дислокаций и точечных дефектов увеличивается вероятность их анигиляции и перераспределения, а уменьшение скорости деформации и повышение температуры активизируют эти процессы.

Повышение активности АЭ и особенно значений амплитуды “U” дает возможность предположить, что преодоление барьера Ломера – Коттрела происходит главным образом за счет двойникования. Это еще раз подтверждает теоретические предпосылки, что барьер Ломера – Коттрела не может скользить ни в одной из возможных плоскостей и является эффективным способом деформационного упрочнения кристаллов при множественном скольжении [1].

В отожженных при 700°C образцах в процессе деформации в начале наблюдается небольшой рост удельного электрического сопротивления, которое в переходе в пластическую область резко падает, а затем, несколько увеличивая значение, плавно растет вплоть до разрыва образца (рис. 2, б). Полученные результаты свидетельствуют о заметном снижении параметров АЭ (рис. 2, б), в сравнении с результатами, представленными на рисунке 2, а.

При температуре отжига выше 900°C наблюдается повышение предела прочности. Максимум скорости повышения предела прочности и микротвердости достигается при отжиге в области 900 - 1000°C. В дальнейшем с повышением температуры до 1100°C скорость повышения прочностных характеристик значительно понижается. Характерной особенностью при этом в области 1000 - 1100°C наблюдается аномальное поведение механических свойств (таблица 1), электрических (рисунок 3) и состояния зерна.

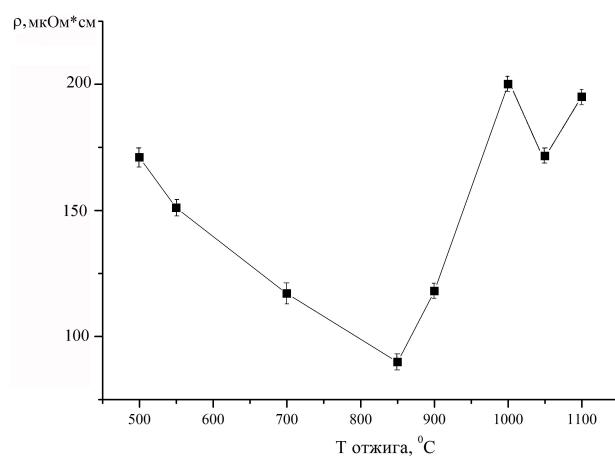


Рис. 3: Зависимость удельного электрического сопротивления от температуры отжига

Увеличение прочностных характеристик, наблюдаемое после высокотемпературного отжига в β фазе в целом может быть связано с ростом степени дефектной структуры,



уровнем ее фрагментации и изменением состояния границ фрагментов.

При этом характер эволюции дефектной структуры с повышением температуры отжига от 900°C до 1100°C существенно различен. Об этом свидетельствуют данные измерения удельного электросопротивления (рисунок 3). По мере роста температуры отжига значение удельного электросопротивления быстро увеличивается, затем в области температуры отжига 1050°C резко снижается, а далее имеет место тенденция постепенного роста сопротивления. Обращает на себя внимание тот факт, что спад удельного электросопротивления в области температур отжига 1050°C совпадает с увеличением прочностных свойств. Таким образом, можно предположить, что в названной температурной области происходит динамический возврат, аннигиляция движущихся дислокаций под действием термических напряжений, что приводит к снижению эффективной плотности дислокаций и как следствие, наблюдаемому поведению физико-механических свойств.

Литература

1. Камышанченко Н. В., Кунгурцев М. С., Кузнецов Д. П., Никулин И. С., Печерина О. А., Неклюдов И. М. Влияние отжига при медленном охлаждении на структуру и механические свойства технического титана ВТ1-0. Перспективные материалы. 2012. № 3. С. 24-30.
2. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. Перев. с англ. под ред. Э. М. Надгорного и Ю. А. Осипьяна. - М.: Атомиздат, 1972. - 600 с.
3. Бернштейн М.Л., Займовский М.А. Механические свойства металлов. 2-е изд. - М.: Металлургия, 1979. - 496 с.

Interconnection structure, mechanical and physical properties titanium VT1-0

M. S. Kungurtsev , E.S. Kungurtsev

Belgorod National Research University,

Studentcheskaya St. 14, Belgorod 308015, Russian Federation,

e-mail: argus1985@rambler.ru

Abstract. The article analyzes the state of the structure, the dependence of electric, acoustic and mechanical properties of the heating temperature and subsequent slow (1.8°C/min) cooling under vacuum in the range of 550 - 1100°C.

Key words: annealing, electrical resistivity, microstructure.



УДК 615.849

О важности применения в центре ядерной медицины ННЦ ХФТИ медицинского ускорителя электронов для лучевой терапии опухолей**Э.Л. Купленников¹, С.С. Кандыбей¹, В.В. Красильников², А.А. Антонов³**¹Национальный Научный Центр “ХФТИ”. 61108 Харьков, ул. Академическая 1,
Украина e-mail: kupl@kipt.kharkov.ua²Белгородский Государственный Университет. 308015 Белгород, ул. Победы 85, Россия
e-mail: kras@bsu.edu.ru³Харьковский Национальный Медицинский Университет. 61022 Харьков, пр.
Ленина 4, Украина

Аннотация. Настоящая работа посвящена анализу применения линейных ускорителей электронов (ЛУЭ) и сопутствующих высокотехнологичных устройств для лучевой терапии (ЛТ) в онкологических учреждениях с целью возможного выбора и приобретения ускорительного комплекса для проведения ЛТ в Центре Ядерной Медицины (ЦЯМ) ННЦ ХФТИ. В статье приведены статистические данные об онкологических больных в Украине и мире. Рассмотрены технические характеристики ЛУЭ и дополнительного оборудования разных зарубежных фирм. Описаны терапевтические возможности систем. Обоснована важность приобретения современного ЛУЭ с готовым компьютерным обеспечением, охватывающим все звенья ЛТ, комплексом аппаратуры автоматизированного управления процессом ЛТ и вспомогательными радиационно-терапевтическими устройствами.

Ключевые слова: диагностика, ускорители электронов, ядерная медицина, фотоны, электроны, лучевая терапия.

Введение. В последние десятилетия число онкологических больных во всем мире непрерывно увеличивается. Преждевременный уход из жизни людей от злокачественных новообразований занимает второе место после сердечно-сосудистых заболеваний. Это касается как экономически развитых, так и отсталых стран. В рамках отдельного государства, например, Украины [1] показатели болезни следующие. В 2008 г. зарегистрировано 152935 пациентов с данной патологией. Из них 82519 человек умерло в том же году. 35.1% людей, у которых был поставлен такой же диагноз в 2007 г., не прожили и года. На сегодняшний день коэффициент радиологической службы Украины составляет 2731 место, что явно недостаточно, поскольку количество онкологических больных с каждым годом возрастает. В 2011 г. было пролечено более 82 тысяч пациентов, в 2012 г. – более 87 тысяч [2].

В глобальных масштабах количество онкологических больных - миллионы. По данным Американского Общества Рака в 2008 г в мире зарегистрировано 12662554 носителей злокачественных новообразований и 7.6 млн. смертей [3]. И это только в странах, где медицинское обслуживание находится на достаточно высоком уровне и возможно провести хотя бы приблизительные оценки. По прогнозам Всемирной Организации Здоровья к 2030 г. число заболевших увеличится до 21 млн. и 13 млн. будут умирать ежегодно.

Данные о числе заболевших раком в мире и различных регионах планеты в 2008 году, основная локализация опухолей и ожидаемый рост онкологических пациентов к 2030 году, представлены на рис. 1. Приведенные статистические данные свидетельствуют, что число заболеваний растет и пока не видно изменения этой тенденции в ближайшем будущем. Все вышесказанное вызывает необходимость развития соответствующей инструментальной базы и высокоэффективных методик (в том числе и ЛТ) для борьбы с недугом.

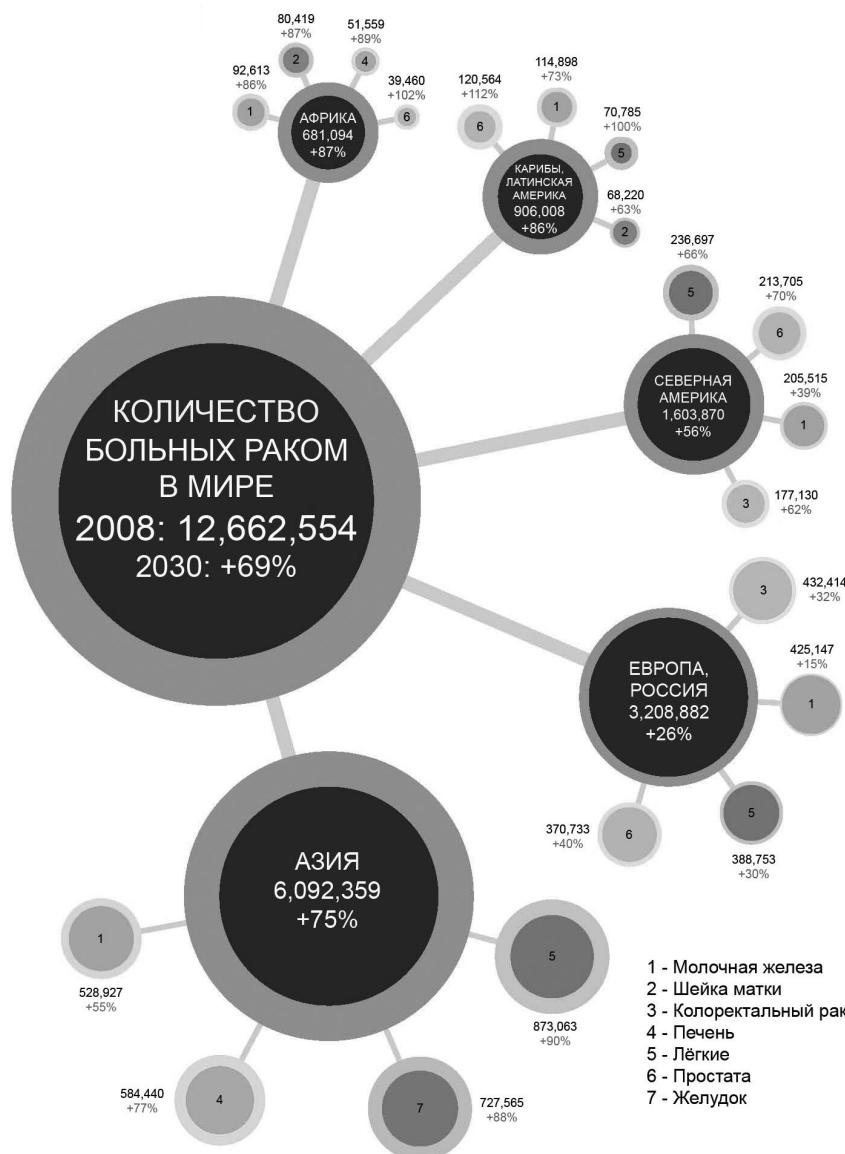


Рис. 1: Количество людей, заболевших раком в различных регионах планеты в 2008 г., основная локализация опухолей и ожидаемый рост числа онкологических пациентов к 2030 г.



Первые шаги к возникновению лучевой диагностики и терапии были сделаны практически сразу же после открытия Рентгеном в 1895 г. X-лучей. С тех пор, данное направление медицины непрерывно развивалось и совершенствовалось. Проникающее рентгеновское излучение заняло достойное место в клинической практике. Достаточно сказать, что на сегодняшний день в больницах мира насчитывается до 5 млн. рентгеновских аппаратов [4]. Качественный скачок в ЛТ был связан с созданием ускорителей заряженных частиц - линейных ускорителей электронов, бетатронов, высоковольтных трансформаторов, генераторов Ван-де-Граафа, микротронов. Вышеперечисленные установки оказались перспективным средством борьбы с новообразованиями различной природы. Количество медицинских ускорителей в разных странах стало увеличиваться нарастающими темпами. Первый электронный ускоритель с максимальной энергией тормозных фотонов 1 МэВ для лечения онкологических больных был построен в Лондоне в 1937 г., а к середине 2010 г. в медицине уже работало 10.5 тысяч ускорителей электронов [4].

На сегодняшний день из 10500 ускорителей электронов, работающих в медицине, 4400 находятся в США, 3200 – в Европейском Союзе, 2100 – в Японии, 100 - в России, 700 – в других странах. На один ускоритель в России приходится 1.5 млн. жителей, в Европе - 100000 человек, в США – 80000 жителей. В Европе соотношение ускорителей и кобальтовых источников, действующих в радиологии 21, а в России 13 [4]. Лечебную нагрузку на каждый ускоритель России можно оценить исходя из опыта РОНЦ им. Н.Н. Блохина РАМН, где для лучевой терапии используется шесть современных ускорителей электронов: SL-20 (Philips, Англия), Clinac-2100C (Varian, США), Primus (Siemens, Германия), SL-75-5 (Philips, Англия), СЛ75-5-МТ (Санкт-Петербург) – 2 установки. Ежедневно на каждом из ускорителей проходят курс терапии от 50 до 80 пациентов [5].

Несмотря на все возрастающую популярность для терапии других методик облучения опухолей, в частности, плотно-ионизирующими частицами – нейtronами, -мезонами, протонами, тяжелыми ионами, основной объем радиационно-терапевтических процедур по всему миру по-прежнему реализуется при помощи ЛУЭ. Компактный, практичный и универсальный ускорительный комплекс способен существенно расширить возможности лечения очагов рака различной локализации.

В настоящее время во всем мире интенсивное развитие для диагностики и терапии получила ядерная медицина. Что касается Украины, то проблема создания диагностических и терапевтических комплексов, обеспечивающих единый технологический процесс лечения доброкачественных и злокачественных новообразований, является чрезвычайно актуальной. Распоряжением кабинета министров Украины от 13.03.2013 г. утверждена концепция развития ядерной медицины в Украине, целью которой является развитие трех направлений: диагностического, лечебного и научного. В связи со сказанным, на базе ННЦ ХФТИ планируется создание ЦЯМ, который станет составляющей технополиса «Пятихатки». Для диагностики и терапии опухолевых очагов будут использоваться радиоактивные изотопы, производство которых в перспективе должно быть налажено в НИК «Ускоритель» [6], циклотроне CV-28 [7] и установке «Источник Нейтронов» [8].

Однако в связи с рядом объективных и субъективных причин реальная работа ЦЯМ ННЦ ХФТИ ожидается в дальней перспективе. В то же время, учитывая, что до 60% от числа больных с рекомендованной ЛТ лечатся с помощью фотонного и электронного излучения, приобретение медицинского ЛУЭ даст возможность начать процесс эффективной терапии очагов рака заметно раньше, не дожидаясь ввода в эксплуатацию ЦЯМ.

Таблица 1: Опухоли, для лечения которых эффективна терапия на ЛУЭ «Elekta Synergy»

Головной мозг	Голова и шея	Первичный рак печени
Эпиндимома	Полость рта	Опухоли поджелудочной железы I-IV ст.
Медуллобластома	Губы	Опухоли пищевода I-IV ст.
Шишковидная железа	Глотка	Опухоли желудка I-IV ст.
Глиобластома	Гортань	Метастазы в лимфоузлы брюшной полости и забрюшинного пространства и малого таза
Герминома	Слюнные железы	
Крациофарингиома	Верхнечелюстная пазуха носоглотки	Мочеполовая система
Менингиома	Рак щитовидной железы	Рак мочевого пузыря
Метастазы рака в мозг		Рак почки III-IV ст. с поражением лимфатических узлов и надпочечников
Опухоли 3-4 степени	Спинной мозг	
Легкие	Астроцитомы	Рак простаты I-IV ст.
Опухоли I-IV степени	Хордомы	Семинома яичка
Мезотелиома плевры	Метастазы в позвоночник	Рак полового члена I-IV ст.
Молочная железа	Гемангиомы	Рак тела матки и шейки матки I-IV ст.
Раковые опухоли I-IV ст	Менингиомы	Рак вульвы, влагалища I-IV ст.
Кости, суставы и мягкие ткани	Эпиндимомы	Кожа
	Хондромы	Базалиома
Миеломы	Хондросаркомы	Саркома Меркеля
Саркомы	Желудочно-кишечный тракт	Саркома Капоши
Лимфома	Метастазы в печень	Лимфома кожи
Лимфогранулематоз	Опухоли толстой и прямой кишки I-IV ст.	Рак кожи
Неходжкинская лимфома		Меланома (курс после операции)

Параметры ускорителей электронов для терапии опухолей. Опыт мировой



клинической онкологии показал, что ЛУЭ с энергией 4 - 25 МэВ представляют собой наиболее важные, практические и универсальные источники ионизирующего излучения для нужд ЛТ. Современные установки могут работать в двух режимах: с высоким током пучка до 100 мА для формирования тормозного излучения -квантов и током малой интенсивности до 500 нА для непосредственно электронного облучения (около 10% пациентов) [9]. С помощью специального оборудования излучение направляется в область опухоли. Фотоны применяют для облучения глубоко лежащих очагов, а электроны - для лечения новообразований, расположенных близко к коже.

По сложности и мощности весь спектр ЛУЭ, предлагаемых на рынке, можно условно разделить на следующие группы [10]: низкоэнергетические, высокоэнергетические, стереотаксические и радиохирургические. Ускорительные системы данных групп обладают всеми качествами и техническими возможностями для проведения терапии с наименьшим негативным воздействием на окружающие ткани, максимальным комфортом для пациента и эффективного лечения широкого круга раковых опухолей. Основные виды новообразований, которые согласно данным Кибер Клиники Спиженко (Киев) [11] поддаются лечению на ЛУЭ, приведены в табл. 1.

Первые ЛУЭ для ЛТ появились в Украине в 2006 году. С тех пор целый ряд государственных и частных клиник приобрели ускорители и сопутствующее оборудование известных зарубежных фирм. Приведем перечень ускорительных комплексов, находящихся в онкологических центрах крупных городов. В отделении ЛТ Всеукраинского Центра Радиохирургии (Феофания, Киев) работает ЛУЭ «Clinac iX» и «Novalis Tx» (Varian, США). В Кибер Клинике Спиженко (Киев) дистанционная ЛТ проводится на ускорителе последнего поколения «Elekta Synergy». В Донецком областном противоопухолевом центре ЛТ злокачественных новообразований осуществляется на ЛУЭ «Clinac 600C», «Clinac 2100C/D» и современном гамма-терапевтическом аппарате с источником излучения 60Co «Тератрон Элит 80». В Харьковском институте медицинской радиологии заканчиваются наладочные работы на комплексе «Clinac 600C», который был закуплен в 2008 г.

Типичный вид некоторых, терапевтических установок для ЛТ, приведен на рисунках 2, 3. Видно, что ускорительные системы смонтированы на поворотной платформе, которая может вращаться вокруг горизонтальной оси в диапазоне углов порядка 180. Краткие характеристики ЛУЭ Украины следующие:

«Clinac iX» - высокоэнергетичный ЛУЭ. Размеры 371 124 264 см. Вес 9660 кг. Энергия фотонного пучка 6, 18 МэВ, энергия электронов 4, 6, 9, 12, 15, 18 МэВ. Мощность дозы фотонного пучка 800 МЕ/мин ($1\text{ME}=10^{-2}\text{Гр}$) с возможностью увеличения до 1000 МЕ/мин. ЛУЭ имеет до трех задаваемых энергий фотонного пучка, комбинируемых произвольным образом. Полная поддержка функций 3D-CRT, IMRT, IGRT. Функция 3D-CRT – (3D – трехмерная конформная ЛТ) комбинация двух пучков с различными геометрическими размерами формирует трехмерную область облучения, близкую к форме опухоли. IMRT (intensity modulated radiotherapy) – ЛТ с модуляцией (изменением) интенсивности во время проведения сеанса терапии. IGRT (image guided radiotherapy) – ЛТ под визуальным контролем для лечения опухолей определенной локализации (легкие, кишечник и другие внутренние органы) при естественных



Рис. 2: CLINAC 600C

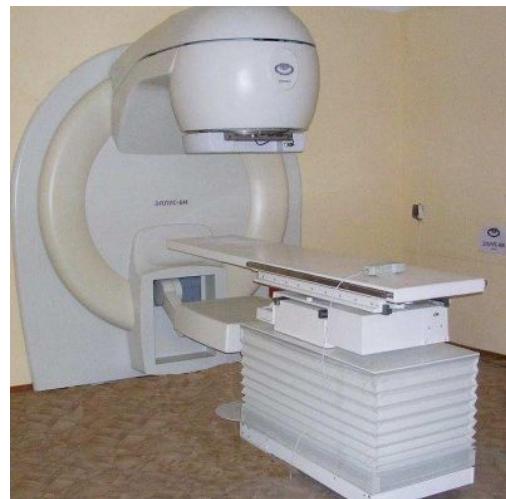


Рис. 3: ELLUS-6M

движениях тела и органов.

«Novalis Tx» (Varian, США) – Радиохирургический ЛУЭ. Изменяемая мощность дозы 0 - 2400 МЕ/мин. Комплексы предназначены для проведения медицинской процедуры, состоящей в однократном облучении большой дозой ионизирующего излучения с высокой пространственной точностью доброкачественных и злокачественных опухолей, артериовенозных мальформаций и других патологических очагов с целью их уничтожения или приостановки функционирования. В первую очередь радиохирургия используется для лечения заболеваний головного мозга, а также позвоночника. Во избежание постлучевых осложнений размер очага ограничен 3 - 3.5 см.

«Elekta Synergy» - высокоэнергетический ЛУЭ. Возможность генерации трех энергий фотонов (6, 10, 15 МэВ) и шести - электронов (4, 6, 9, 12, 15, 18 МэВ). Радиотерапия назначается больным с распространностью процесса от I до IV стадии согласно международным стандартам. Перечень опухолей, для которых эффективна терапия на ускорительном комплексе, приведен выше в Табл. 1. Стоимость одного дня лечения на ускорителе составляет 1600 - 2400 грн., а весь курс обойдется пациенту от 13000 до 111000 грн в зависимости от сложности лечения.

«Clinac 600C» - низкоэнергетичный ЛУЭ. Размер 272 127 269 см. Вес 6668 кг. Энергия излучения фотонов 6 МэВ. Возможные процедуры - фотонная радиотерапия, включая «Photon-arc Therapy», «3D-CRT», «IMRT», полное облучение тела. Снабжен системами Portal Vision, Portal Dosimetry, Portal imagin.

«Clinac 2100C/D» - высокоэнергетичный ЛУЭ с цифровым управлением, интегрированным МЛК и системой порталной визуализации. Генерирует фотоны низкой энергии 4 или 6 МЭВ; мощность дозы 100 - 600 МЕ/мин; фотоны высокой энергии вплоть до 23 МЭВ; энергия электронов 6, 9, 12, 16, 20 МэВ; Мощность дозы 100 - 1000 МЕ/мин. Предназначен для дистанционного облучения в разных режимах всех органов и систем.

Как было сказано выше, в онкологии массово используются пучки тормозных фо-



тонов с энергией 4 - 20 МэВ, получаемые на ускорителях электронов. Главное достоинство такого излучения – большая проникающая способность. Положение максимума дозы смешается вглубь биологической ткани при увеличении энергии -квантов. Однако более глубокое проникновение излучения в ткань приводит к высокой дозе на выходе объема опухоли и облучению критических органов, расположенных рядом с новообразованием. Из приведенных рассуждений вытекает вопрос об оптимальном соотношении интегральной дозы в опухоли, теле пациента и энергии излучения. Статистические данные говорят о том, что в мире насчитывается около 2000 терапевтических установок на базе небольших ускорителей с энергией в несколько МэВ [9]. И в наше время производители ЛУЭ за рубежом активно занимаются разработкой и созданием более совершенных установок с энергией фотонов ≤ 6 МэВ. Кроме того, применение низкоэнергетических ускорителей с максимальной энергией фотонов до 6 МэВ выгодны не только с точки зрения физических характеристик, но и с точки зрения экономической, что чрезвычайно важно в условиях клиник, которые не имеют достаточного финансирования [5]. Все вышесказанное говорит о том, что низкоэнергетические фотоны для ЛТ – это некий компромисс между энергией, эффективностью лечения определенного класса опухолей, стоимостью ускорителя и сопутствующего оборудования.

Отвлекаясь от представленных на рынках дальнего зарубежья ЛУЭ для ЛТ, упомянем разработки аналогичных установок в Российской Федерации. Здесь широкое распространение получили ускорители электронов СЛ75-5-5МТ [5] с максимальной энергией тормозного спектра 6 МэВ. Мощность дозы фотонного излучения в изоцентре 100 - 400 МЕ/мин. Максимальный размер поля облучения 40×40 см. Расстояние мишень-изоцентр 100 см. Потребляемая мощность 22.5 кВт. Типичная пропускная способность 8 - 12 человек/час. Режим работы – двухсменный 2 - 6 ч. 5 дней в неделю. Этим комплексом оснащаются сейчас онкологические учреждения России. СЛ75-5-5МТ производятся в НПК ЛУЦ НИИЭФА им. Д.В. Ефремова (Санкт-Петербург) по лицензии фирмы PHILIPS. К настоящему времени создано около 60 установок.

В том же НПК ЛУЦ НИИЭФА разработана более совершенная модель «ELLUS-6M», которая предназначена для проведения 3-х мерной конформной ЛТ пучком фотонов с энергией 6 МэВ в мультистатическом и ротационном режимах. Мощность дозы фотонного излучения в изоцентре 3.5 - 5 Гр/мин. Размер радиационного поля в плоскости изоцентра на расстоянии 100 см от 2 2 до 40 40 см. Максимальный угол вращения платформы 185. Головка для излучения выполнена подвижной для возможности ротационного облучения (угол поворота 180). Отклонение центра пучка от изоцентра при вращении менее 1 мм. Потребляемая мощность 17 кВт. Комплекс имеет многолепестковый коллиматор (МЛК), систему верификации облучения на основе устройств портальных изображений, а также рентгеновскую систему для анатомо-топометрической подготовки и верификации полей облучения.

Подчеркнем, что для терапии некоторых форм рака [5], энергия тормозного излучения 6 МэВ недостаточно эффективна. Для достижения положительных результатов требуется энергия фотонов больше 6 МэВ. Выяснилось, например, что вероятность возникновения рецидива рака простаты снижается с ростом энергии облучения. В диапазоне 8 - 20 МэВ вероятность рецидива постоянна и равна 10% (при энергии 6



МэВ эта величина – 18%). Эти и другие похожие результаты естественно побуждают использовать фотоны высоких энергий. Но ускоритель с энергией излучения 10 МэВ имеет более сложную конструкцию, большие габариты, требует усиления радиационной защиты и стоит дороже. Для обслуживания установки требуется более высокая квалификация персонала. Тем не менее, зарубежные компании наряду с ЛУЭ с одной энергией -квантами 6 МэВ выпускают и многощелевые ускорительные системы с несколькими фотонными и электронными пучками высокой энергии. Так, ускорители: SL-20 (Philips, Англия) выпускается с двумя энергиями фотонов и 8 энергиями электронов, Clinac-2100C (Varian, США) имеет 2 энергии фотонов и 5 электронов, Primus (Siemens, Германия) работает с двумя энергиями фотонов и 6 энергиями электронов.

Обязательное высокотехнологичное оборудование. Ясно, что прежде чем начать лечение разного рода очагов рака, следует точно определить их локализацию, размеры, соотношение с соседними органами. Заблаговременно выявить злокачественный участок можно при визуализации внутренних органов различными способами, в том числе, позитронной эмиссионной томографией (ПЭТ), однофотонной эмиссионной компьютерной томографией (ОФЭКТ), компьютерной томографией (КТ), магнитно-резонансной томографией (МРТ). Наиболее продвинутой методикой считаются гибридные системы, в частности ПЭТ/КТ (ПЭТ-томограф, совмещенный с компьютерным томографом). Система позволяет обнаружить рак на ранней стадии, показывая изменения на клеточном уровне задолго до появления анатомических изменений, а также дает возможность проследить изменения патологического очага в динамике. На рис. 4 показана установка ПЭТ/КТ фирмы “Philips”, которую желательно иметь в ЦЯМ.



Рис. 4: ПЭТ/КТ томограф

Для снабжения ПЭТ- томографа или ПЭТ/КТ- системы основными позитрон- излучающими радионуклидами ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F , ^{68}Ga ($T_{1/2} = 20.4; 10.1; 2.07; 112; 68$ ми-

нут соответственно) планируется использовать компактный циклотрон CV-28 и подkritическую сборку «Источник Нейтронов». Установки находятся на территории ННЦ ХФТИ относительно недалеко от будущего ЦЯМ. По-видимому, основное усилие следует направить на получение радиоизотопа ^{18}F , поскольку препарат на основе ^{18}F – фтордезоксиглюкоза (^{18}F FDG), успешно используется во всем мире для диагностики онкологических заболеваний. В частности, число ежегодно проводимых в США тестов с его использованием составляет почти 90% всех ПЭТ-процедур [12].

Обязательным для всех терапевтических ускорителей является наличие навесного, управляемого компьютером, МЛК, который создает проходное отверстие для излучения, довольно точно отображая поперечное сечение опухоли. Система позиционирования лепестков обеспечивает формирование границы фигурного поля на расстоянии 1 м с точностью не хуже 1 мм, а геометрические размеры поля-излучения могут меняться в широких пределах [13]. Например, МЛК на ускорителе «ELLUS-6M» обеспечивает максимальный размер поля 20 20 см. На рис. 5 показана возможность МЛК обеспечивать радиационное поле сложной конфигурации.

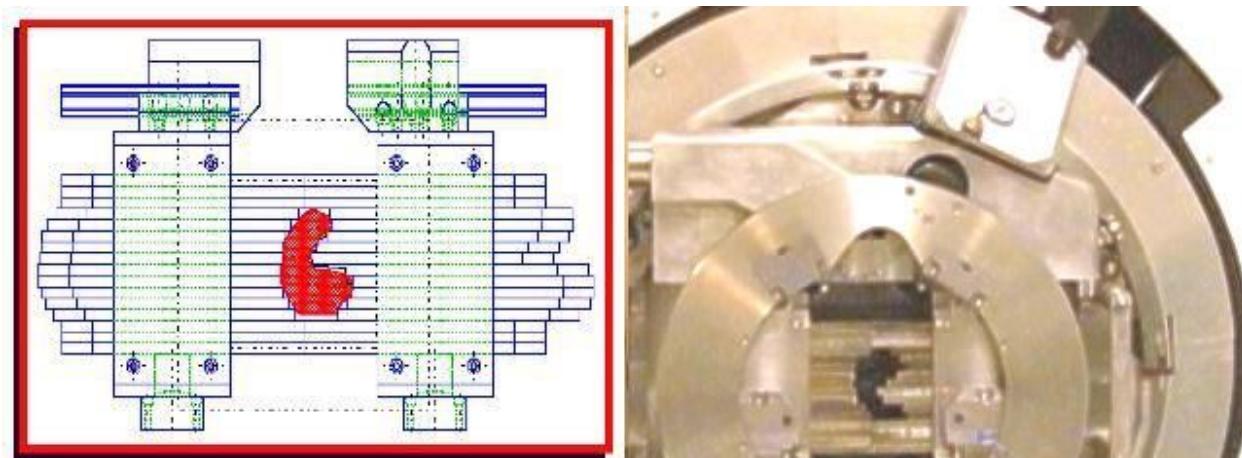


Рис. 5: Радиационное поле после МЛК

При ЛТ пациент укладывается на автоматизированный лечебный стол грузоподъемностью 200 кг и жестко крепится специальными фиксаторами. Механизмами вертикального, продольного и поперечного перемещения управляет специальная компьютерная программа. Каждый производитель разрабатывает и создает свои столы, которые весьма разнообразны по дизайну и конструктивному решению.

Заключение. До момента запуска ЦЯМ в эксплуатацию предстоит разработать Технико-Экономическое Обоснование проекта, подготовить соответствующие площади, подвести коммуникации, осуществить капитальное строительство, провести ремонт зданий и помещений для размещения оборудования, инженерно-технического, медицинского персонала, пациентов. Выполнить строительно-монтажные и наладочные работы на циклотроне CV-28 и установке «Источник нейтронов», завершить стадию получения радионуклидов в НИК «Ускоритель». Создать диагностический центр. Экспериментально



наработать нужное количество, соответствующего качества радиоизотопы и фармпрепараты. Провести целый ряд длительных медико-биологических исследований, пройти различного рода согласования и получить разрешение на применение полученных соединений на людях. Все это существенно задержит начало реальной работы ЦЯМ.

В то же время, приобретение ЛУЭ последнего поколения с готовым компьютерным обеспечением, охватывающим все звенья ЛТ, и вспомогательным радиационно-терапевтическим оборудованием, позволит достаточно быстро (на имеющихся площадях ФТФ ХНУ им. В.Н. Каразина) реализовать терапию пациентов фотонным и электронным излучением. Это заметно расширит возможности лечения в ЦЯМ онкологических заболеваний. Наличие в НИК «Ускоритель» высококвалифицированного научного и инженерно-технического персонала, разрабатывающего, создающего и обслуживающего ЛУЭ, обеспечит надежную работу комплекса.

Безусловно, окончательный выбор конкретного ЛУЭ и высокотехнологичного оборудования должны сделать специалисты, ориентируясь на технические параметры, терапевтические возможности и стоимость, а также опираясь на опыт работы в клинической онкологии за рубежом и на Украине. Ясно, что внедрение новой техники и ее успешная работа, потребует предварительной подготовки высококвалифицированных специалистов, которые будут непосредственно работать на ускорительном комплексе. Эту безотлагательную задачу следует решать уже сейчас.

Потенциальными потребителями пучка могут стать не только жители города и области, но и пациенты соседних регионов Украины. Развитие работ с использованием ЛУЭ последнего поколения позволит Харькову не только не отстать в развитии новейших технологий и методик терапии, но и в процессе функционирования получать экономический эффект.

Литература

1. Гук И.С., Кононенко С.Г., Пеев Ф.А. О возможности производства медицинского изотопа ^{99m}Tc в Украине // Вестник Харьковского университета. 2010. Серия «ядра, частицы, поля». № 916. Вып. 3/47/. С. 117-126.
2. Куприенко Н. Возможности лучевой терапии злокачественных опухолей // Новости медицины и фармакологии. 2013. 11-12 (462-463).
3. O'Callaghan T. The prevention agenda // Nature (OUTLOOK CANCER PREVENTION). 2011. V. 471. No 7339. S2-S4.
4. Черняев А.П. Ядерно-физические технологии в медицине // ЭЧАЯ. 2012. Т. 43. Вып. 2. С. 500-518.
5. Лебеденко И.М., Старoverов О.В., Журов Ю.В. и др. Ускорители электронов серии СЛ75-5-МТ с энергией фотонного излучения 6 МэВ. Дозиметрические, клинические и эксплуатационные характеристики // Мед. Физ. 2009. №1. С. 15-20.



6. Aizatsky N.I., Diky N.P., Dovbnya A.N. et al. 99Mo and 67Cu isotope yields under production conditions on NSC KIPT electron accelerator KUT-30 // Вопросы Атомной Науки и Техники. Серия: «Яд.-физ. иссл.». 2010, № 2(53), С. 140-144.
7. Егоров А.М., Лымарь А.Г., Неклюдов И.М., Петрусенко Ю.Т. Компактный циклотрон CV-28 и перспективы его использования // Вопросы Атомной Науки и Техники. 2008. № 5. Серия: «Яд.-физ. иссл.» (50). С. 12-15.
8. Айзацкий Н.И., Борц Б.В., Водин А.Н. и др. Источник нейтронов ННЦ ХФТИ // Вопросы Атомной Науки и Техники. 2012. Серия «Яд.-физ. иссл.». № 3(79). С. 3-9;
9. Агафонов А.В. Ускорители в медицине // 15-совещание по ускорителям заряженных частиц. 1996. Протвино, Россия. Часть 2. С. 366-373.
10. Фотонная, электронная ЛТ. <http://www.unix-medical.ru/index.php?page=products&pid=652>
11. Лучевая терапия в Киеве. oncoportal.net/stati/luchevaya-terapiya.html
12. Куренков Н.В. Применение радионуклидов для диагностики и терапии в США // Атомная Техника за Рубежом. 2001. №11. С.11-15.
13. Канаев С.В., Елизарова М.В., Ворогушин М.Ф. и др. Проблема перехода к современным технологиям лучевой терапии в отечественных клиниках // Мед. Физ. 2010. № 4. С. 17-28.

On importance of applying medical electron accelerator to radiation therapy of tumors at nuclear center of NSC KIPT

E.L. Kuplennikov¹, S.S. Kandybey¹, V.V. Krasilnikov², A.A. Antonov³

¹National Scientific Center “KIPT”. 61108 Kharkov, Academicheskaya St. 1, Ukraine
e-mail: kupl@kipt.kharkov.ua

²Belgorod State University. 308015 Belgorod, Pobeda St. 85, Russia e-mail: kras@bsu.edu.ru

³Kharkov National Medicine University. 61022 Kharkov, Lenin Avenue 4, Ukraine

Abstract. In this work, analysis of applying a linear electron accelerator (LEA) and related high technological equipment to radiation therapy (RT) at oncological facilities is given in order to do a possible choice and purchase of an accelerator complex for realization of RT at Nuclear Medicine Center (NMC) of NSC KIPT. In the article, statistical data on oncological patients in Ukraine and the world are considered. The technical characteristics of LEA and additional equipment of different foreign firms are examined. Therapeutic opportunities of the equipment are described. It is motivated importance of purchase of the modern LEA with integrated computer software providing all of RT subdivisions, a system of fully automated control of a RT process and accessory radiation – therapeutic devices.

Keywords: diagnostics, electron accelerators, nuclear medicine, photons, electrons, radiation therapy.



ИНФОРМАЦИЯ ДЛЯ АВТОРОВ

В серии Экспериментальная и прикладная физика журнала "Научные ведомости БелГУ" печатаются статьи, написанные на русском или на английском языках, содержащие оригинальные научные результаты по всем направлениям физики, ранее не опубликовавшиеся и не представленные к публикации в других изданиях. Представляемая для публикации рукопись статьи должна быть законченным научным исследованием и содержать новые научные результаты. Статья должна быть написана с достаточной степенью подробности и с таким расчётом, чтобы быть понятной не только узким специалистам по выбранному автором(ами) направлению исследований, но более широкому кругу исследователей.

Статьи обзорного характера пишутся, как правило, по согласованию с редакционной коллегией журнала. Возможна также публикация статьи, носящей методический характер. Решение о возможности публикации такой рукописи принимается редакционной коллегией отдельно.

Статьи, являющиеся результатами работ, проведённых в учреждениях, должны иметь направление от каждого из них. По запросу редакционной коллегии издания авторы обязаны предоставить акты экспертизы о возможности открытой публикации материалов статьи.

Направляя рукопись статьи в редакцию, авторы передают редакционной коллегии право опубликовать её на русском языке. При этом за авторами сохраняются все остальные права как собственников этой рукописи. Авторами должно быть представлено письмо в следующей форме:

Мы, нижеподписавшиеся авторы,

передаём редакционной коллегии серии Экспериментальная и прикладная физика журнала "Научные ведомости БелГУ" право опубликовать статью

на русском (английском) языке.

Мы подтверждаем, что данная публикация не нарушает авторского права других лиц или организаций.

Дата

Подписи

Все представленные рукописи статей проходят рецензирование. Порядок рецензирования установлен соответствующим документом, размещённым на сайте Издательства НИУ БелГУ. Решение об опубликовании статьи принимается редакционной коллегией издания на основании рецензии.

Просьба редакционной коллегии о переработке рукописи статьи не означает, что статья принята к публикации; после переработки рукопись статьи вновь рассматривается рецензентом или редакционной коллегией издания.

В случае непринятия к публикации статьи по содержательному аспекту редакционной коллегии издания направляет автору мотивированный отказ. Рукописи статей, оформленные не в соответствии с указанными правилами, редакционной коллегией не рассматриваются и возвращаются авторам.

В опубликованной статье указывается дата поступления рукописи статьи в редак-



легию. В случае существенной переработки рукописи статьи указывается дата получения окончательного текста статьи.

В редакцию присыпается следующая информация:

1. Основная содержательная часть статьи, представляемая на русском или английском языках. При этом название статьи должно состоять не более чем из 20 слов.
2. Индекс УДК того научного направления, которому посвящена статья;
3. Список авторов с указанием порядка их размещения при публикации статьи;
4. Аннотация на русском языке; её объём не должен превышать 10-12 строк, написанных шрифтом 12pt;
5. Список ключевых слов (не более 10-12);
6. Текст перевода заголовка статьи, аннотации и ключевых слов на английском языке;
7. Список литературных источников, на которые имеются ссылки в тексте рукописи;
8. Данные об авторах статьи с указанием места их работы, точного почтового адреса предприятия. Должны быть указаны адреса электронной почты. Эти данные необходимо представить также на английском языке. Кроме того, должна быть дана латинская транскрипция фамилий авторов. Соответственно, для статей на английском языке должна быть дана транскрипция фамилий авторов кириллицей;
9. Списка подписей к рисункам, если они имеются в рукописи.

Порядок оформления этой информации в электронном файле указан в приложении в конце настоящих правил (см. п.5) требований к электронному набору).

В редакцию присыпается электронный файл работы. Он должен быть подготовлен в редакторе LaTe_X (LaTeX2e, AMSLaTeX). **Файлы, приготовленные в другом редакторе, рассматриваться редколлегией не будут.** При этом нужно присыпать файл работы с расширением «tex» и pdf-копию файла работы, для того, чтобы редакция имела возможность сравнения его с авторским оригиналом при редактировании и верстке журнала.

Особые требования к электронному набору в редакторе LaTe_X (и тому подобным редакторам) следующие.

1. Нельзя использовать вводимые авторами новые нестандартные команды.



2. «Выключные» формулы должны быть пронумерованы в порядке их появления в рукописи в том случае, если на них есть ссылки в тексте. При использовании режима equation для набора выключенных формул обязательно употребление для их нумерации соответствующих номеров формул в тексте.
3. В случае, если в статье имеются разделы в виде приложений в конце основного текста работы, нумерация содержащихся в них выключенных формул может быть независимой от нумерации основного текста. При этом в приложениях рекомендуется употребление двойной нумерации, в которой первый символ может быть прописной буквой или номером приложения. Каждый из разделов-приложений начинается словом ПРИЛОЖЕНИЕ с порядковым номером этого приложения. Это слово должно быть выровнено по правому полю страницы. Затем следует заголовок этого приложения.
4. Литературные источники в ссылках на основе команд cite (или непосредственно) в электронном тексте рукописи нужно обозначать цифрами, соответствующими их порядковому номеру появления в тексте.
5. Ниже прилагается шаблон, согласно которому должен оформляться файл статьи. Для авторов **следование этому шаблону обязательно**.

Шаблон для приготовления файла с рукописью

```
\setcounter{figure}{0}
\setcounter{equation}{0}
MSC XXX (по индекс научного направления Mathematical Subject Classification)
\vskip 0.3cm
```

```
\begin{center}
\textbf{НАЗВАНИЕ СТАТЬИ}
\medskip
\textbf{И. О. Автор1, И. О. Автор2, ... }
```

Учреждение, \\
ул. Название улицы (пр. Название проспекта, пл. Название площади и т.д.),
Номер дома, Город, Индекс, Страна, e-mail: \underline{имя@адрес}
\end{center}

```
\textbf{Аннотация.} Текст аннотации.
\textbf{Ключевые слова:} слово1, слово2, ... .\\
```

Текст статьи



```
\begin{center}
\textbf{Литература}
\end{center}

\begin{enumerate}
\bibitem{1} Источник 1
\bibitem{2} Источник 2
...
\end{enumerate}

\begin{center}
\textbf{TITLE} \\
\medskip
\textbf{N.N. Author1, N.N. Author2, ...}

```

Enterprize,\\
Street St. (Avenue Av., Square Sq. and so on), Number, City, Index, Country,
e-mail: \underline{name@address}
\end{center}

```
\textbf{Abstract.} Text of abstract.
\textbf{Keywords:} word1, word2, ... .
```

Рисунки

Особое внимание при подготовке рукописи к печати должно быть уделено рисункам, если они имеются в тексте работы. Они должны быть качественно выполнены и представлены в редакцию в электронной форме в виде отдельных файлов в формате «ps» или «jpeg». Файлы рисунков необходимо пронумеровать в соответствии со списком подписей к рисункам.

На представляемых в электронном формате рисунках **не следует** наносить те комментирующие их подписи, которые присылаются в редколлегию отдельным списком.

Внимание! В случае присылки в редакцию работы с некачественно выполненными рисунками, она **будет возвращена автору(ам) на доработку**.

Таблицы

Если в тексте работы есть таблицы, то их следует формировать на основе программы LaTeХ и ни в коем случае не оформлять в виде рисунков.



Список литературных источников

Обращаем внимание авторов на требование к качественному оформлению списка используемых в работе литературных источников. В связи с тем, что требования, предъявляемые ГОСТом, при оформлении такого списка весьма сложны и ориентированы на решение задач, связанных с централизованным поиском и хранением научной информации, которые не специфичны для научно-исследовательской практики, в журнале используется собственная система его оформления. Типы литературных источников качественно довольно разнообразны. Поэтому редакция не предлагает универсальный рецепт их оформления. Единственным общим принципом, которым должен руководствоваться автор, состоит в том, литературная ссылка должна оформляться так, чтобы читатель имел максимально точную информацию о том, как найти и ознакомиться с научным результатом, на который опирается его работа.

Несмотря на отсутствие общего рецепта оформления списка, редакция требует соблюдение строгих правил оформления ссылок на литературные источники двух типов, которые являются наиболее распространенными. Это касается статей в регулярных периодических изданиях (в журналах) и книг (монографий и учебников). Принятые в журнале правила оформления литературных источников указанных двух типов демонстрируются следующими примерами:

Журнальные статьи –

\item Цегельник В.В. Гамильтонианы, ассоциированные с третьим и пятым уравнениями

Пенлеве[~]// Теоретическая и математическая физика.[~]-- 2010.[~]-- 162;1.[~]-- С.69-74.

\item Demidov A.S., Kochurov A.S., Popov A.Yu. To the problem of the recovery of non-linearities in equations of mathematical physics[~]// Journal of Mathematical Sciences.[~]-- 2009.[~]-- 163;1.[~]-- Р.46-77.

Книги (в частности, многотомные издания) –

Рытов[~]С.М., Кляцкин Ю.А., Татарский[~]В.И. Введение в статистическую радиофизику^{~/}

Случайные поля, т.2[~]/ М.: Наука, 1978.[~]-- 464[~]с.

(если издание однотомное, то позиция между двумя слэш-черточками становится ненужной и, поэтому исчезает).

Обращаем внимание на то, что:

1. должны быть указаны полные названия журнальных статей, а также указаны не только начальные страницы этих статей, но обязательно также и конечные;



2. при указании журнальных статей после года издания стоит номер (обязательно арабскими цифрами) тома журнала (если он имеется) и через точку с запятой стоит дополнительная информация (номер внутри тома, в частности, номер выпуска и т.д.); при этом номер тома может иметь сложное начертание и не выражаться только одним числом;
3. название журнала нужно давать полностью без сокращений;
4. каждая из книг в списке цитируемой литературы обязательно должна быть дана с указанием полного числа страниц.

При несоблюдении описанных правил оформления литературных источников **работа будет возвращена автору(ам) на доработку.**