

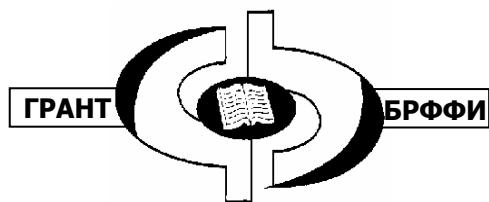
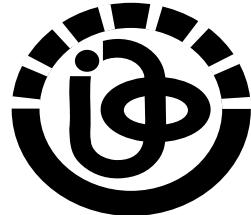
**THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF BELARUS
B.I. STEPANOV INSTITUTE OF PHYSICS**

**PROCEEDINGS OF THE IX BELARUSIAN-SERBIAN SYMPOSIUM
"PHYSICS AND DIAGNOSTICS OF LABORATORY AND
ASTROPHYSICAL PLASMAS" (PDP-9)**

September 16–21, 2012, Minsk, Belarus

Edited by V.I. Arkhipenko, V.S. Burakov and V.K. Goncharov

**MINSK
2012**



**НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛАРУСИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМЕНИ Б.И.СТЕПАНОВА**

**ТРУДЫ IX БЕЛОРУССКО-СЕРБСКОГО СИМПОЗИУМА
"ФИЗИКА И ДИАГНОСТИКА ЛАБОРАТОРНОЙ И
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ" (ФДП-9)**

16–21 сентября 2012 г., Минск, Беларусь

Под редакцией В.И. Архипенко, В.С. Буракова и В.К. Гончарова

**Минск
«Ковчег»
2012**

УДК 533.9 (043.2)

ББК 22.3

Т78

Под редакцией

В.И. Архипенко, В.С. Буракова и В.К. Гончарова

ТРУДЫ IX БЕЛОРУССКО-СЕРБСКОГО СИМПОЗИУМА

**Т78 "ФИЗИКА И ДИАГНОСТИКА ЛАБОРАТОРНОЙ И
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ" (ФДП-9):**

Минск, 16–21 сентября 2012 г. / Под ред. В.И. Архипенко,
В.С. Буракова и В.К. Гончарова – Минск : Ковчег, 2012 г. – 188 с.

ISBN 978-985-7055-04-3

Сборник трудов составлен по материалам докладов, представленных на IX Белорусско-Сербском симпозиуме "Физика и диагностика лабораторной и астрофизической плазмы" (ФДП-9), 16–21 сентября 2012 года, г. Минск. Тематика включенных в сборник статей охватывает широкий круг вопросов, касающихся способов получения плазмы, методов ее диагностики и их применения для решения актуальных практических задач.

The Proceedings have been compiled from materials of reports presented at The IX Belarusian-Serbian Symposium "Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasmas" (PDP-9), September 16–21, 2012, Minsk. The scope of papers covers a wide range of topics concerning techniques of plasma generation, methods of plasma diagnostics, and their application in solving real-world challenges of the present day.

УДК 533.9 (043.2)

ББК 22.3

ISBN 978-985-7055-04-3

© B.I. Stepanov Institute of Physics,
The National Academy of Sciences of Belarus

SYMPOSIUM ORGANIZERS

The National Academy of Sciences of Belarus

B.I. Stepanov Institute of Physics

Institute of Heat and Mass Transfer

State Committee on Science and Technology of Belarus

Ministry of Education of the Republic of Belarus

Belarusian State University

A.N. Sevchenko Scientific-Research Institute of Applied
Physical Problems

SPONSORED BY

Belarusian Republic Foundation for Fundamental Research

The papers in these Proceedings are presented by the individual authors. The views expressed are their own and do not necessarily represent the views of the Publishers or Sponsors. Whilst every effort has been made to ensure the accuracy of the information contained in this book, the Publisher or Sponsors cannot be held liable for any errors or omissions however caused.

PROCEEDINGS OF THE IX BELARUSIAN-SERBIAN SYMPOSIUM
"PHYSICS AND DIAGNOSTICS OF LABORATORY AND
ASTROPHYSICAL PLASMAS" (PDP-9): September 16–21, 2012, Minsk,
Belarus / Edited by V.I. Arkhipenko, V.S. Burakov and V.K. Goncharov

All rights reserved.

No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording or otherwise, without the prior permission of the copyright owner.

HONOUR COMMITTEE

Chairman: A.M. Rusetsky (The Chairman of the Presidium of the National Academy of Sciences of Belarus)

L.V. Demidov (Deputy-Chief of State Committee on Science and Technology of Belarus)

S.Ya. Kilin (The Chief Scientific Secretary of the National Academy of Sciences of Belarus)

S.V. Ablameyko (Rector of Belarusian State University)

S. Jevtić (The Ambassador of Serbia in the Republic of Belarus)

PROGRAMME SCIENTIFIC COMMITTEE

Co-chairmen: V.S. Burakov, V.K. Goncharov (Belarus)

J. Purić, M. Ćuk (Serbia)

Vice-Chairmen: V.I. Arkhipenko (Belarus), M.M. Kuraica (Serbia)

Scientific Secretary: Y.A. Safronau (Belarus)

V.M. Astashynski (Belarus), B. Gaković (Serbia), V.V. Kabanov (Belarus), P.V. Kuchinsky (Belarus), N. Konjevic (Serbia), O.G. Penyazkov (Belarus) B. Obradović (Serbia), L. Popović (Serbia), S.N. Raikov (Belarus), L.V. Simonchik (Belarus), N.V. Tarasenko (Belarus), M. Trtica (Serbia), A.N. Chumakov (Belarus)

LOCAL COMMITTEE

Chairman: V.I. Arkhipenko

Vice-Chairman: A.N. Chumakov

Secretary: Y.A. Safronau

S.I. Ananin, N.A. Bosak, P.V. Chekan, E.A. Ershov-Pavlov, E.A. Kostukevich, V.V. Makarov, M.I. Nedelko, A.A. Nevar, I.S. Nikanchuk, A.M. Petrenko, M.V. Puzyrev, D.V. Shchegrikovich, A.S. Smetannikov, I.P. Smyaglikov, M.S. Usachonak, S.M. Zgirouski

CONTENTS

INVITED LECTURES

O1. B. Gaković, B. Radak, C. Radu, M. Zamfirescu, M. Trtica, S. Petrović, J. Stašić, P. Panjan and I. Mihailescu LASER ABLATION AND STRUCTURING OF HARD COATING WITH ULTRA-SHORT LASER PULSES	13
O2. S.I. Ananin, V.M. Astashynski NUMERICAL SIMULATION AND OPTIMIZATION OF COMPRESSION PLASMA FLOWS INTERACTION WITH SOLIDS	17
O3. M. Trtica, M. Kuzmanovic, M. Momcilovic, J. Ciganovic, D. Rankovic, M. Pavlovic, J. Savovic, M. Stoiljkovic LASER INDUCED OPTICAL EMISSION SPECTROSCOPY	21
O4. А.А. Бузун, А.П. Бык, П.В. Бычков, В.К. Гончаров, И.И. Кравцевич, П.В. Кучинский, А.Е. Сиколенко ЦИФРОВЫЕ КАМЕРЫ НА ОСНОВЕ ПЗС-ДАТЧИКОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	25
O5. N. Cvetanović, B.M. Obradović, M.M. Kuraica SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF ENERGETIC H ATOMS IN GLOW DISCHARGES	29
O6. V.I. Arkhipenko, A.G. Karoza, A.A. Kirillov, L.V. Simonchik, S.M. Zgirouski PRODUCTS DETECTION AT ETHANOL CONVERSION IN ATMOSPHERIC PRESSURE GLOW DISCHARGE	33
O7. J. Purić, I.P. Dojčinović, I. Tapalaga STARK WIDTH REGULARITIES WITHIN SPECTRAL SERIES OF NEUTRAL ALKALINE AND ALKALINE EARTH METALS	37
O8. А.В. Буценъ, В.С. Бураков, В.В. Кирис, Н.В. Тарасенко СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА МИНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЖИДКОСТИ	41

O9. B.M. Obradović, V. Kovačević, B. Dojčinović, G. Roglić, D. Manojlović, M.M. Kuraica and J. Purić COAXIAL DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE FOR WATER SOLUTION TREATMENT	45
O10. А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, И.С. Никончук, П.И. Веренич, В.В. Углов, Е.А. Крутилина, Д.Д. Ху, З.Х. Гую СТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ	48
O11. A.A. Kirillov, Y.A. Safronau, L.V. Simonchik, N.V. Dudchik and O.E. Nezhvinskaya <i>STAPHYLOCOCCUS AUREUS</i> INACTIVATION BY USING ATMOSPHERIC PRESSURE GLOW DISCHARGE WITH PLASMA CATHODE	52
O12. I. Prysiazhnevych, V. Chernyak, V. Yukhymenko OPTICAL RESEARCH OF THE INFLUENCE OF GAS FLOW FEATURES ON THE TRANSVERSE ARC AIR PLASMA	56
O13. I.I. Filatova, V.V. Azharonok, S.V. Goncharik, G. Gadzhieva and A.G. Zhukovsky INFLUENCE OF PLASMA AND RADIO-WAVE PRE- TREATMENTS ON SEEDS GERMINATION AND SEEDLINGS PHYTOSANITARY CONDITIONS	60
O14. M. Kostić, B.M. Obradović, M.M. Kuraica, N. Radić, B. Dojčinović, M. Černák FUNCTIONALIZATION OF POLYPROPYLENE NONWOVEN BY DBD AND DCSBD PLASMA MEDIATED SILVER AND GOLD DEPOSITION	64
O15. В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович ПРОЦЕССЫ ЛАЗЕРНОЙ ЭРОЗИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ 20 НС ИМПУЛЬСОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МИШЕНИ	68

POSTER SESSION

P1. I.P. Dojčinović, I. Tapalaga and J. Purić STARK BROADENING REGULARITIES WITHIN SEVERAL SPECTRAL SERIES OF NEUTRAL POTASSIUM	71
P2. В.И. Журавлева ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОРИСТОСТИ МАТЕРИАЛА ОБРАЗЦОВ НА АБЛЯЦИЮ, ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ	75
P3. S. Petrović, B. Gaković, D. Peruško, M. Trtica, B. Jelenković, E. Stratakis MORPHOLOGY OF WTi THIN FILM PROCESSING BY FEMTOSECOND LASER	79
P4. K.Yu. Catsalap, E.A. Ershov-Pavlov, L.K. Stanchits, K.L. Stepanov MORPHOLOGY OF WTi THIN FILM PROCESSING BY FEMTOSECOND LASER	83
P5. Л.К. Станчиц, Ю.А. Станкевич, К.Л. Степанов, Е.А. Ершов- Павлов, К.Ю. Кацалап ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ АНАЛИЗА ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ПО ИХ ЭМИССИОННЫМ СПЕКТРАМ	87
P6. Ю.А. Станкевич, В.В. Чупрасов, М.С. Третьяк МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОФИЛЯ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА ПЛАЗМОТРОНА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТЕКАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ	91
P7. С.В. Васильев, А.Ю. Иванов, В.И. Недолугов КОМПЛЕКСНАЯ ДИАГНОСТИКА ДИНАМИКИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ	94
P8. С.В. Васильев, А.Ю. Иванов ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАННИЕ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА	98

P9. И.П. Смягликов, Н.И. Чубрик ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ИЗОЛИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКИ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ КАТОДНО- ДУГОВОГО РАЗРЯДА	102
P10. Л.В. Баран, В.К. Гончаров, Г.А. Гусаков, М.В. Пузырев, М.П. Самцов ВЛИЯНИЕ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ МИШЕНЬЮ И ПОДЛОЖКОЙ НА ДИНАМИКУ ПЛАЗМЫ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОСАЖДЕНИИ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК	106
P11. В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ СРЕД, МОДИФИЦИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦАМИ МЕТАЛЛОВ	110
P12. И.С. Никончук, А.Н. Чумаков ИЗМЕРЕНИЕ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ ПИРОМЕТРОМ С ПЗС-МАТРИЦЕЙ SONY ICX415AL	114
P13. В.И. Насонов ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАГРЕВЕ ТИТАНА В ВОЗДУХЕ КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ	118
P14. V.M. Astashynski, A.H. Sari, A.M. Kuzmitski, Yu.A. Petukhou, V.V. Uglov, M.A. Andreev FORMATION OF SILICON-BASED NANOSTRUCTURES BY COMPRESSION PLASMA FLOW ON Ta/Si SYSTEM	122
P15. S.A. Hryshyn, A.L. Petsiuk, D.A. Yagodnikov, Y.V. Antonov THE USE OF CONTACTLESS METHODS FOR ROCKET ENGINES DIAGNOSING	126
P16. А.М. Петренко, Н.А. Босак, Н.А. Чумаков ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ	129

P17. А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, А.Д. Замковец, И.А. Ходасевич, Н.Н. Шерешовец, Л.В. Баран ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ	133
P18. П.В. Чекан, А.М. Петренко, А.Н. Чумаков, В.В. Шкурко ИЗМЕРЕНИЕ ТЯГИ И УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНО- ПЛАЗМЕННОГО МИКРОДВИГАТЕЛЯ	137
P19. V.K. Pustovalov, A.N. Chumakov THRESHOLD LASER INTENSITIES FOR INTERACTION PROCESSES OF LASER RADIATION WITH GOLD NANOPARTICLES	141
P20. А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, А.В. Панина УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ ПРИ ПАРНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН	145
P21. Буцень, В.В. Жуковский, Е.А. Невар, Н.В. Тарабенка ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ КАРБИДА ТИТАНА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В ЖИДКОСТИ	149
P22. В.Длугунович, С.Никоненко, Д.Скумс, О.Тарасова РАСШИРЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ НАЦИОНАЛЬНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦ СИЛЫ СВЕТА И ОСВЕЩЕННОСТИ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОРРЕЛИРОВАННОЙ ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ	153
P23. I.A. Ivanou THE PLASMA FLOW COMPOSITION OF VACUUM ARC EVAPORATORS OF PLASMA WITH ALLOYED NONMETALIC CATHODES	157
P24. V.S. Urbanovich, A.M. Makei, P. Klimczyk, L. Jaworska, B. Matovic, S. Boskovic, V.S. Niss and L.V. Sudnik PROPERTIES OF MICRO- AND NANOCRYSTALLINE MATERIALS BASED ON SIC, OBTAINED BY HIGH ENERGY CONSOLIDATION	160

P25. B.M. Obradović, S.S. Ivković, N. Cvetanović, and M.M. Kuraica TIME-SPACE DEVELOPMENT OF HYDROGEN BALMER ALPHA LINE IN A BARRIER HOLLOW CATHODE DISCHARGE	164
P26. B.V. Асташинский, И.Н. Румянцева ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АРМКО-ЖЕЛЕЗА В РЕЗУЛЬТАТЕ ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА	168
P27. L.V. Simonchik, M.S. Usachonak, Th. Callegari, J. Lo, J. Sokoloff DETERMINATION OF ELECTRON DENSITY IN PLASMA USED FOR THE WAVEGUIDE BAND-PASS FILTER CONTROL	172
P28. I. Filatova, V.V. Azharonok, N.I. Chubrik, F.M. Truhachev DUST PARTICLES DISCHARGING IN RF DUSTY PLASMA AFTERGLOW	176
P29. A. Mosse, G. Savchenko, A. Karengin, V. Vlasov, V. Sauchyn, A. Levashov MOBILE PLASMA SYSTEMS. VARIANTS OF CONSTRUCTIONS, OPERATION AND COMPARATIVE ANALYSIS	180
P30. V. Kabanov, M. Belkov, S. Raikov, V. Kiris MOBILE LASER SPECTROCHEMICAL ANALYSERS	183
AUTHOR INDEX	187

LASER ABLATION AND STRUCTURING OF HARD COATING WITH ULTRA-SHORT LASER PULSES

B. Gaković¹, B. Radak¹, C. Radu², M. Zamfirescu², M. Trtica¹, S. Petrović¹,
J. Stasic¹, P. Panjan³ and I. Mihailescu²

¹Vinča Institute of Nuclear Sciences, University of Belgrade, POB 522, 11001 Belgrade, Serbia

²National Institute for Lasers, Plasma and Radiation Physics, POB MG-36, Magurele,
Ilfov, Romania

³Jožef Stefan Institute, Jamova 39, 1000 Ljubljana, Slovenia
e-mail: biljagak@vinca.rs

Abstract. For material processing one of the main advantages of using ultra short laser pulses, comparing to long pulses, is the highly localized modification. Ultra short pulse laser modification of materials is valuable for their application in nanotechnology, tribology, microelectronics, medical application, etc. In this paper, special attention is paid to experimental investigations of femtosecond laser surface modification of hard protective coating. The sample has been processed by a Ti:sapphire laser with pulse duration of 200 fs and wavelength of 775 nm. Single and multi pulse irradiation were performed in air. Various analytical techniques were used for characterization. The damage threshold for the examined coating, irradiated by 200 fs pulses, was determined.

Introduction

Protective surface coatings, especially titanium based are important in many applications. Titanium-aluminium-nitride (TiAlN) obtained by incorporation of Al in titanium nitride (TiN) is a material with excellent hardness and thermal stability. In addition, multilayered coatings have mechanical advantages over single layer composed of either TiN or TiAlN /1,2/. Conventional mechanical micro-structuring of such hard materials is difficult and application of lasers is often the solution. Irradiations of multilayered TiAlN/TiN coating deposited on steel by nanosecond and picoseconds laser pulses were studied recently /3/. It was found that laser induced periodical surface structures (LIPSS) readily form on this coating under certain combinations of parameters with those lasers. Formation of LIPSS was accompanied by more or less pronounced thermal effects. It has been demonstrated that fs laser pulses can be easily adjusted to induce little or no collateral damage and thermal effects on materials, in case of proper choice of number of pulses-energy combinations. The present paper deals with effects of 200 fs laser pulses upon a TiAlN/TiN multilayer deposited on steel – from damage thresholds to structures formed.

Experimental

The experimental sample was a multilayered TiAlN/TiN hard coating deposited on the steel substrate. The TiAlN/TiN multilayer was prepared with a commercial device (CemeCon 800). The layered structure of the coating was achieved by sequential depositions of TiN and TiAlN. Details and conditions of the procedure have been given elsewhere /3/. The total thickness of the coating was 2.17 μm and consisted of 45 alternating layers. The first layer next to the steel substrate was TiN, about 40 nm thick, followed by a TiAlN layer of nearly the same thickness, and so on. The top layer was TiAlN about 500 nm thick.

Irradiation was done with a Ti:sapphire laser equipped with a chirped pulse amplification (CPA) system (Clark-MRX 2101). The laser wavelength was 775 nm, pulse duration 200 fs and a repetition rate 2 kHz /4/. The pulse energy ranged from 5 to 350 μJ and the spatial profile of the beam was nearly Gaussian with a $(1/e^2)$ beam radius $\omega_0 = 16.6 \mu\text{m}$. The linearly polarized beam was focused and directed perpendicular to the target surface. All irradiations were performed in air. The procedure was computer controlled using dedicated software. To determine the damage threshold a series of laser pulse energies (E) and pulse counts ($N=1,2,3,4,5,7,10,15,20,50,100,200$ and 400) were used (Fig. 1.)

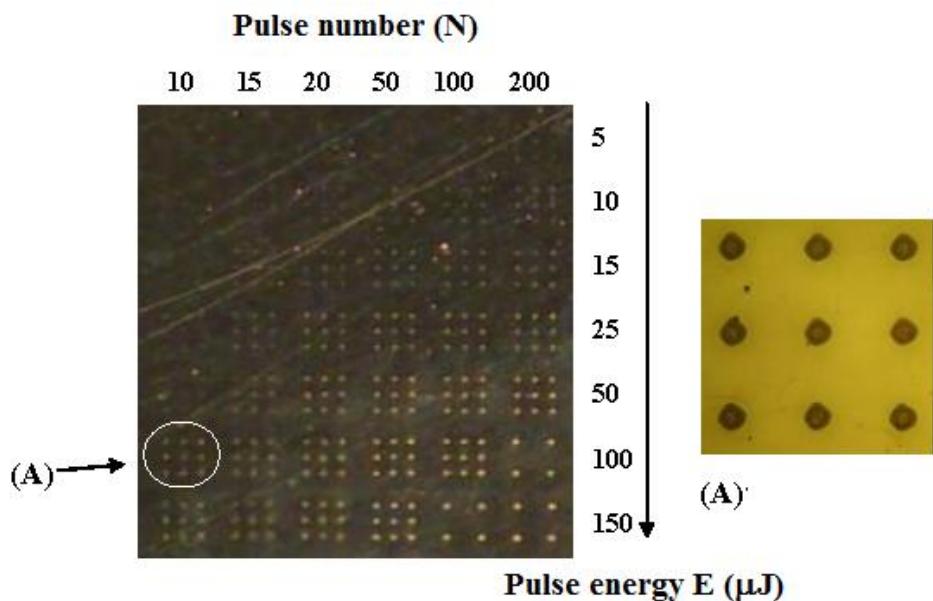


Figure 1. Part of the TiAlN/TiN coating surface after 200 fs laser pulse action. Each group of spots was made by constant pulse number and energy.

For the sample characterization various analytical techniques were used: optical microscopy, scanning electron microscopy (SEM), focused ion beam (FIB) system and profilometer.

Results and discussion

Some of results, concerning morphological changes of the target are presented in Figure 2. SEM micrographs showed effects on TiAlN/TiN hard coating deposited on the steel substrate after irradiation with different pulse energy/fluence and number combinations.

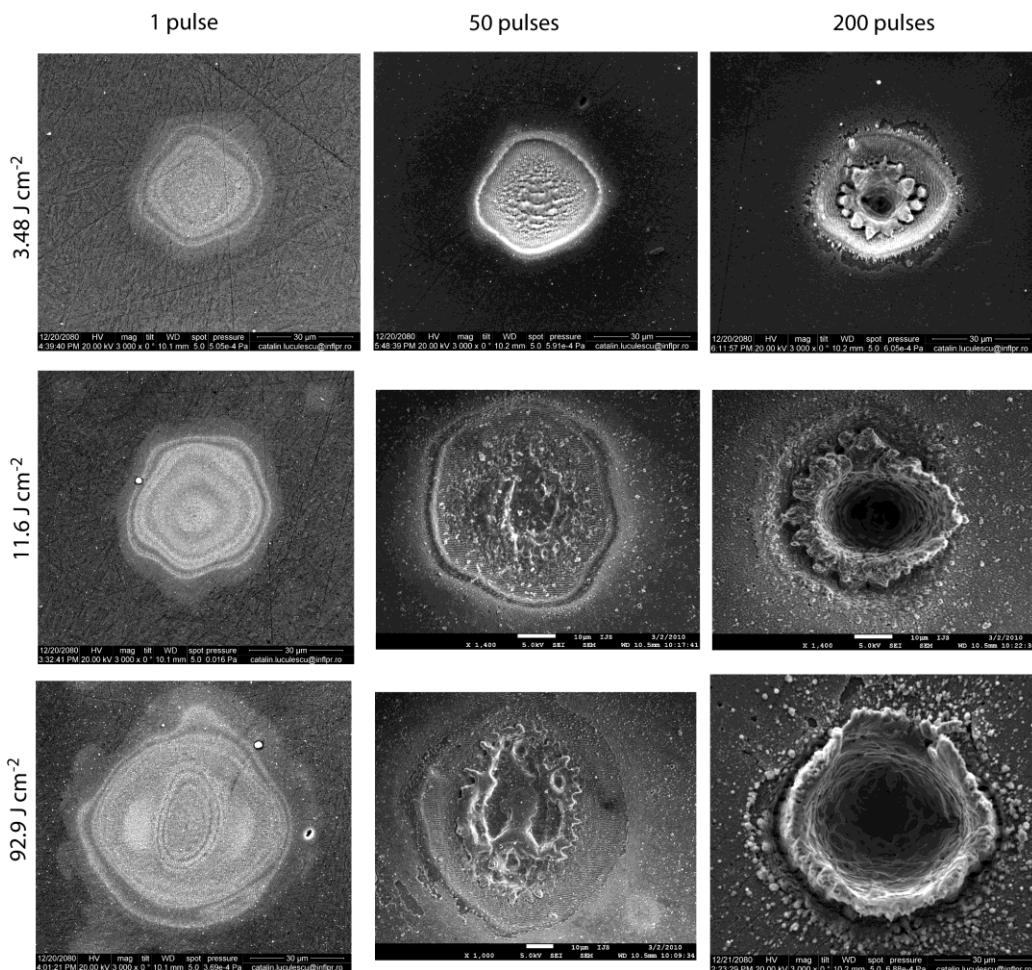


Figure 1. The SEM micrographs of TiAlN/TiN multilayer coating surface after irradiation with 1, 50 and 200 pulses and 15, 50 and 350 μJ pulse energy.

Fs laser pulses can generally produce conditions of no dissipation of laser beam energy out of the irradiated area, facilitate direct solid to vapour transition. In case of a large pulse number and high pulse energy combinations, modified area can be broadened and some thermal effects appear (Fig.2).

The damage threshold of coating, the lowest fluence that induces irreversible surface damage, is important parameter for application. For a Gaussian spatial beam profile with beam radius ω_0 , and for pulse energy E_p , the maximum laser fluence at the surface is $F_0 = (2E_p)/(\pi(\omega_0)^2)$. According to the

established procedure /4/, knowing diameter of the spots, the damage threshold F_{th} for the multilayered TiAlN/TiN hard coating was obtained, Tab.1.

Table 1. Damage threshold (F_{th}) as a function of the number of laser pulses (N) applied to the same spot.

N	F_{th} (J cm ⁻²)
1	0.66
20	0.39
50	0.26
400	0.19

At low laser fluences, very clear formation of LIPSS was recorded. Evolution of their formation is illustrated in Figure 3. The spacing/periodicity between the ripples created is 580 nm on average and the LIPSS were orientated perpendicularly to the laser beam polarization.

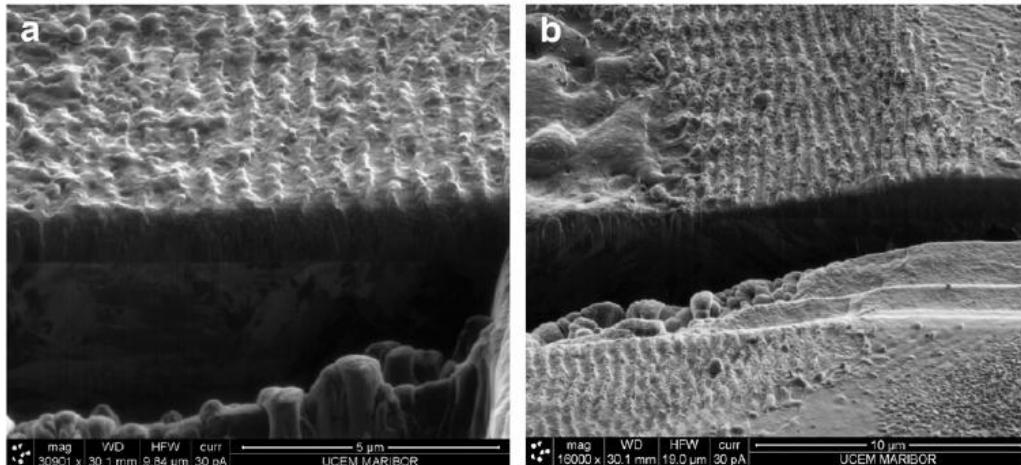


Figure 3. Images obtained by FIB cross sectional profiling after fs laser-coating interaction. Effects of (a) 10 pulses, at 50 μ J and (b) 20 pulses, et 350 μ J.

Summing up, a multilayered TiAlN/TiN coating was irradiated by 200 fs pulses at 775 nm. Laser fluences of 1.16 Jcm^{-2} to 116 Jcm^{-2} produced a range of modifications, from well defined parallel surface structures on the coating, to deep craters in the substrate, depending also on the number of accumulated pulses.

References

1. S. PalDay S and S.C. Deevi, Mater. Sci. Eng. A, Vol. **342** (2003) 58-79.
2. Li Chen, et all, International J of Refractory Metals &Hard Material , **25** (2007) 72–76.
3. B Gakovic, M Trtica, B Radak, S Petrovic, P Panjan, M Cekada, T Desai, D Batani, Journal of Optics A-Pure and Applied Optics, Vol.11 (2009) 015601 (6pp)
4. B. Gaković, C. Radu, M. Zamfirescu, B. Radak, M. Trtica, S. Petrović, P. Panjan, F. Zupanic, C. Ristoscu, I.N. Mihailescu, Surface & Coatings Tech., 206 (2011) 411–416.

NUMERICAL SIMULATION AND OPTIMIZATION OF COMPRESSION PLASMA FLOWS INTERACTION WITH SOLIDS

S.I. Ananin, V.M. Astashynski

B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnastsi ave. 68,
220072 Minsk, Belarus, ananin@imaph.bas-net.by

Surfaces modification by compression plasma flows is one of the most promising applications of quasi-stationary high current plasma accelerators because it provides methods of creating conditions which are not realized in other ways.

We have developed a series of models which describe compression plasma flows generation and their interaction with solids. These models are based on coarse-particle method, introducing a magnetic field and taking energy transfer by radiation into account within the framework of the two-flow multi-group approximation /1-4/. This approach makes it possible to describe the structure and dynamics of partially ionized compression plasma flows in high-current plasma accelerators and to carry out the optimization of plasma acceleration in such installations. This paper presents the review of latest results for numerical simulation and optimization of interaction of air and hydrogen compression plasma flows, generated by magnetoplasma compressors of various types, with solids.

The system of non-stationary equations of magnetic radiation gas dynamics, describing the processes under discussion, looks as follows (the temperatures of ions, electrons, and atoms as well as their velocities, are assumed to be identical, $T_i = T_e = T_a = T$, $w_i = w_e = w_a = w$):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{w}) &= 0 \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \bar{w}) + \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{H}{4\pi r} \frac{\partial}{\partial r}(rH) &= 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \bar{w}) + \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{H}{4\pi r} \frac{\partial H}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial H}{\partial r} &= \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rH) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial H}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial r}(vH) - \frac{\partial}{\partial z}(uH) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}((p + \rho E)\bar{w} + \bar{S}) +$$

$$+ \frac{H}{4\pi r} \left(\frac{v \partial r H}{r} + u \frac{\partial H}{\partial z} \right) - \frac{\lambda}{4\pi} \left[\frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} r H \right)^2 + \left(\frac{\partial H}{\partial z} \right)^2 \right] = 0$$

$$E = \bar{w}^2 / 2 + \varepsilon$$

Here ρ is the plasma density; p is the pressure; w is the velocity ($u = w_z$, $v = w_r$); ε is the specific internal energy, E is the specific full energy, S is the energy flux due to radiation; $\lambda = c^2 / 4\pi\sigma_e$, σ_e is the conductivity. This system of equations is completed with equations of state:

$$p = p(\varepsilon, \rho), T = T(\varepsilon, \rho).$$

The radiation flux is considered in the multi-group two-flow approximation in the coordinates r and z . In the given case the spectral composition of the radiation was taken into account in the approximation of three spectral groups. Inside each group the absorption coefficients were assumed to be independent of the frequency and equal to that averaged over Planck distribution within the given group. The boundaries of the intervals for calculations for air flows were as follows: 0.01–6.52; 6.52–9.96; 9.96–247 eV, and for hydrogen flows 0.01–10.2; 10.2–13.6; 13.6–250 eV. More detailed description of the energy transfer calculations is presented in /2/.

The method used here to set the boundary conditions does not differ from described in /5/. Initially, the calculated region (its geometry is taken from the corresponding experiments) is assumed to be filled with hydrogen plasma of density ρ_0 and temperature T_0 and the magnetic field is zero.

The simulation was carried out for two different modes of the accelerator work: for the residual gas mode, in which the discharge was taking place in discharge chamber prefilled with the working gas, and for the mode, in which the working gas is injected in MPC during the discharge. In such calculations, the total current time dependencies recorded in experiments were used for border conditions settings.

As a result of numerical simulation, the spatial distributions of plasma parameters (pressure, electron concentration, temperature and velocity of the plasma flow) and current distributions for various conditions of gas supply and for the various dependencies of the total current versus time were received (see for example Fig.1). As calculation have shown, the shock-compressed layer is

formed near the solid surface under action, and this layer exists during all discharge time. It was demonstrated that under certain conditions (for example, in regimes with high total discharge current I_{max} and low distance between the cathode tip and the target surface) the current vortex is formed near the surface. This can have a significant impact on the processes governing the surface modification.

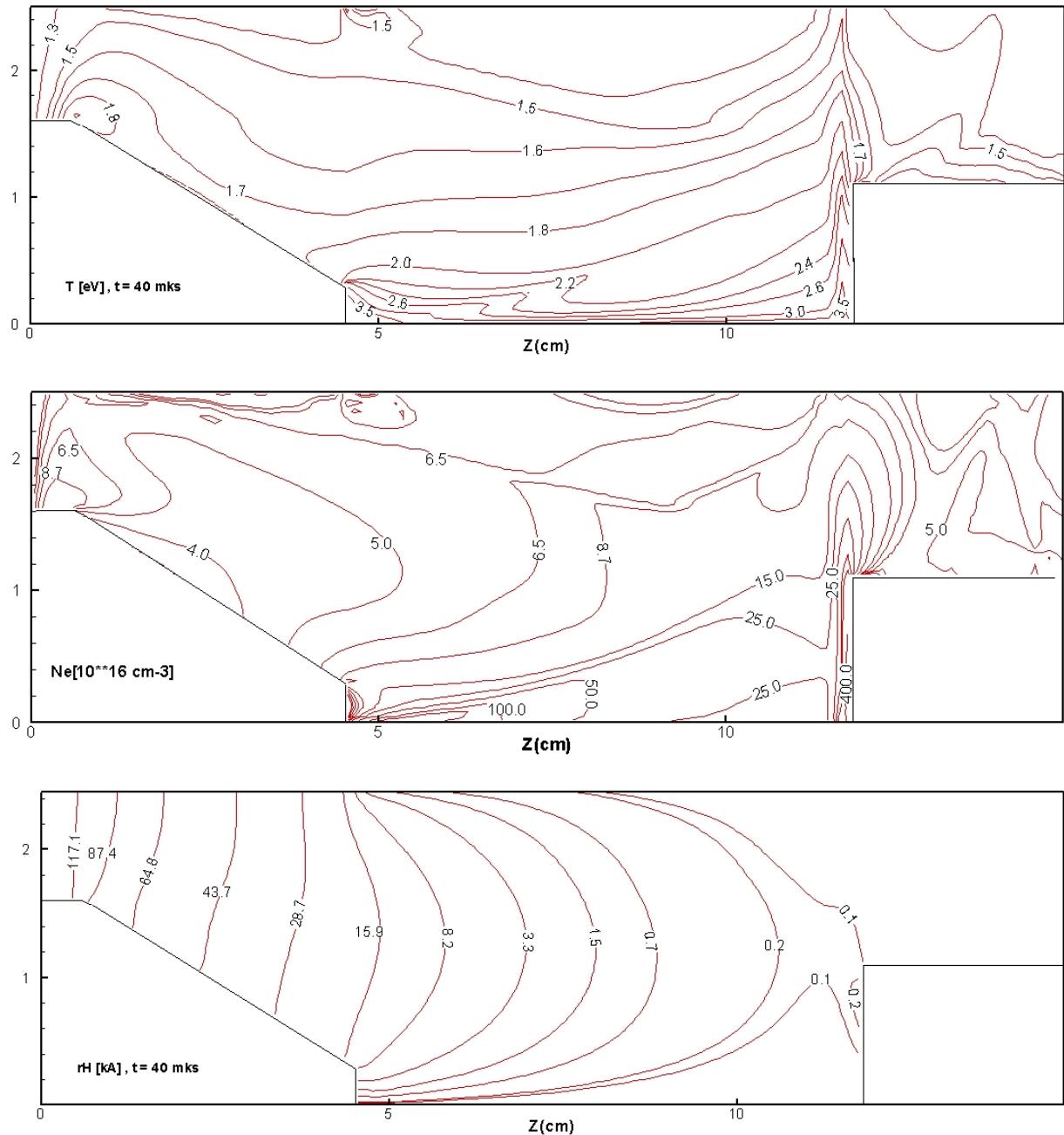


Fig. 1 Main plasma parameters in calculation area

It was shown that in regimes with too high initial current raise the current vortex is formed on the entrance of the plasma accelerator. This current vortex prevents plasma axial acceleration. As a result, most of the energy stored in capacitor banks may be spared in some cases not on the acceleration of the plasma flow along the system axis, but on ohmic heating of plasma which is leaving the system between anode bars.

The calculations have shown that the parameters of compression plasma flows at the exit of magnetoplasma compressor depend primarily on the magnitude of the maximum total discharge current I_{max} and the mass flow of the working gas. As the mass flow rate of the working gas decreases, the plasma parameters at the outlet of the system grow (for fixed I_{max}). But for the implementation of regimes with high total currents, on the contrary, it is necessary to increase the mass flow of working gas, because the shortage of working gas supply in the discharge gap increases the erosion of the electrode system. Thus, to maximize the output parameters of compression plasma flows, generated by magnetoplasma compressor, it is necessary to match the working gas mass flow and total discharge current in the system.

Thus, our model can be used for optimization of plasma flows acceleration in described conditions.

This work was carried out with financial support from the Belarusian Republican Foundation for Basic Research (project F11K-115).

References

1. **Ananin S.I., Astashynski V.M., Bakanovich G.I. at all.** Sov. J. Plasma Physics. **16** (1990) 186–196.
2. **Ananin S.I.** Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. **32** (1991) 465–471.
3. **Ananin S.I.** Dynamics of plasma flows interacting with a target. Sov. J. Plasma Physics. **21** (1995) 966–969.
4. **Ananin S.I., Astashynski V.M.** Plasma Physics Reports. **23** (1997) 37–40.
5. **Ananin S.I., Astashynski V.M. and Emel'yanenko A.S.** Proc. of the 6-th Intern. Conference "Interaction of radiation with solids" (Minsk, 2005) 158–160.

LASER INDUCED OPTICAL EMISSION SPECTROSCOPY

M. Trtica¹, M. Kuzmanovic², M. Momcilovic¹, J. Ciganovic¹, D. Rankovic²,
J. Savovic¹

¹Vinča Institute of Nuclear Sciences, University of Belgrade,
POB 522, 11001 Belgrade, Serbia, ertrica@vinca.rs

²Faculty of Physical Chemistry, University of Belgrade, POB 276, 11001 Belgrade, Serbia

A brief review of Laser Induced Optical Emission Spectroscopy (LIOES) along with some experimental results obtained at VINCA Institute will be given. LIOES is a relatively new spectroscopy method/technique which attracts attention and shows good prospects. It is a contemporary physical and chemical or physico-chemical method, applied for various purposes, primarily for qualitative and quantitative analysis. In some cases, it can be used for monitoring of the reactions. Basically, the LIOES is an emission spectroscopy technique in which a plasma is initiated by a laser in front of a target. Plasma is generated at typical laser intensities of about 10^8 W/cm², simultaneously with target ablation. The ablated material is vaporized and then partially atomized, or excited and ionized within a plasma plume formed above the surface. Initially, plasma emits a continuum radiation, but in a short time it expands and cools /1,2/. During this stage characteristic atomic lines of the target elements can be emitted, thus the plasma can give information about the target composition.

A contemporary apparatus for LIOES includes: (i) a pulsed laser; (ii) a set of optics for directing the laser beam onto the target; (iii) a set of optics for collection the plasma emission and directing it into dispersive system; (iv) spectrometer with a detection system and, (v) data processing system. Today, various systems are used as pulsed lasers. With respect to the pulse duration the femto-, pico or nano- second lasers are used. Laser active mediums are also diverse in different types of lasers: solid state lasers (Nd:YAG, Ti:sapphire), gas lasers (N₂, TEA CO₂, excimer), etc.

LIOE Spectroscopy method/technique possess some advantages with respect to other spectroscopy methods such as: (i) this method can be applied to solid, gaseous or liquid samples. Focusing only on the solid the method can be employed on metal, nonmetal, semiconductor, bio-materials, etc.; (ii) LIOES is a non-destructive technique. A typical quantity of the material which is removed during ablation process per pulse is extra-low, of the order of ng or pg. This practically means that the mass of the target/sample can be minimal (e.g. order of milligrams); (iii) LIOES is a non-contact technique; (iv) sample preparation time (SPT) for LIOES is minimal, of the order of seconds. For comparison – the SPT of Inductively Coupled Plasma (ICP) spectroscopy is typically several hours; (v) detection rate of the LIOES method is short; and (vi) LIOES has a

relatively high sensitivity. Beside these superior characteristics, LIOES has some disadvantages, such as relatively poorer sensitivity compared to e.g. ICP and mass-spectrometry. The accuracy and precision of the measurements are about 10 and 5%, respectively /3/.

Historically, if the first laser, i.e. ruby system, was realized 1961 then the first observation of plasma produced by laser dates from 1962 /4/. The first analytical usage, the first optically induced breakdown studies in gases and initial observation of the induced shock wave plasma by laser dates from 1963, 1964 and 1967, respectively. The period from 1964 to 1967 is a period of appearance of the first commercial systems. Two companies, C. Zeiss and J. Ash, were the pioneers in this area. The period of intensive development and studying of LIOES is between the 80-ties of the last century and present. Commonly, LIOE Spectroscopy can be classified in relation to several parameters like operational pressure, the site of detection, resolution, etc. In today's literature, different terms can be found which are complementary with Laser Induced Optical Emission Spectroscopy, such as Laser Induced Breakdown Spectroscopy (LIBS), Laser Induced Plasma (emission) Spectroscopy (LIPS), Optical Emission Spectroscopy (OES), Laser Induced Shock Wave Plasma Spectroscopy, Laser Micro-analysis, etc.

Nowadays, Laser Induced Optical Emission Spectroscopy, as a superior spectroscopy method, can be applied in manifold applications, like: (i) environmental monitoring; (ii) material analysis; (iii) forensic and biomedical studies; (iv) industry; (v) art restoration/conservation area; (v) safety and military needs and (vi) specific purposes (e.g. geology; Space exploration; nuclear complex; isotope analysis).

Within the VINCA Institute the initial activity in Laser Induced Optical Emission Spectroscopy was focused only on copper. The development of instrumentation capable of sensitive and quantitative measurements of elemental composition of copper based materials is of considerable interest for industry. For many purposes, it is important to control the concentration of trace impurities in copper and its alloys, because today they are one of the major groups of commercial metals.

Considering the laser-copper interaction, the physical processes on the surface depend on the laser pulse duration used. Some results obtained using a nanosecond TEA CO₂ laser will be presented. Generally, the emphasis will be on the plasma spectral emission at low pressure. The experimental apparatus used for this measurement is described elsewhere /5/. Commonly, the energy absorbed from the TEA CO₂ laser beam is converted into thermal energy, which causes melting, vaporization of the molten material, dissociation and/or ionization of the vaporized material, shock waves in the vapor and solid, etc. If the laser energy/intensity is sufficient, the plasma will be created in front of the target surface. This plasma generation generally depends also on the laser output

parameters (pulse energy density (fluence), intensity, wavelength, optical/laser pulse duration, etc.), as well as on the target characteristics (e.g. its absorptivity) and also on irradiation conditions (e.g. working atmosphere – vacuum, air, etc.). The role of the plasma in energy coupling between the laser and the metal surface can be essential. Depending on the surrounding gas pressure /6/ three different laser plasma modes exist. Our experiments are conducted at an air pressure of about 0.1 mbar, thus the shock wave plasma/mode is present. This mode is known as “laser-induced shock wave plasma“.

Plasma characteristics

Irradiation of Cu-target at low laser fluence ($\sim 6 \text{ J/cm}^2$) resulted in the appearance of plasma whose shape, size and colour depended on the working conditions. The changes of plasma as a function of the air pressure are shown in Figure 1. The plasma shape was changed from the semi-spherical (intensive green colour) at an air pressure of $\sim 0.1 \text{ mbar}$ (Fig. 1a) to the cone shape (intensive bright-whitish colour) at an air pressure of 1013 mbars (Fig. 1b). At the pressures below 10 mbar the plasma consisted of two distinctly separated regions, Fig. 1a. The first region, close to the target, was characterized by a whitish colour, known as primary plasma. This region is confined to a relatively low volume and it generates intense continuous emission spectrum in a short time. The second region (Fig. 1a) is larger in volume, coloured green, and known as secondary plasma. This region typically emits atomic spectral lines with low background.

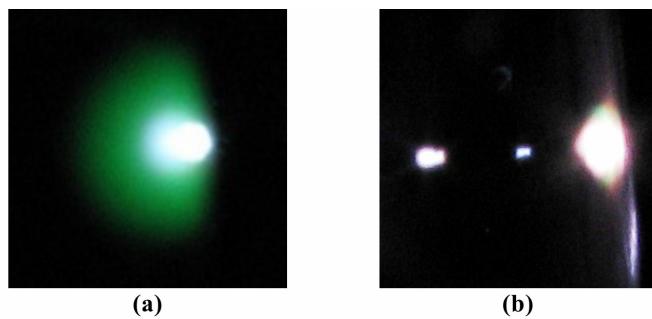


Figure 1. The view of the Cu-plasma at air pressure of $\sim 0.1 \text{ mbar}$ (a) and, 1013 mbar (b).

The spectral emission of Cu-plasma

Spectral emission of Cu-plasma initiated by CO₂ laser is presented in Figure 2. This figure shows a limited spectral region (250 - 400 nm) although the measurements were conducted in a wider range, from 225 to 700 nm. Spectral emission was observed at two locations/distances above the target, corresponding to primary and secondary plasma regions. Emission from primary plasma (Fig. 2b) resulted in numerous lines (146 lines). These lines have ionic or atomic origin. Emission from secondary plasma (Fig. 2c) resulted in lower number of spectral lines (44 lines) as well as in a lower number of ionic species. Such behavior can probably be attributed to the lower temperature in this plasma

region. In all plasma regions the ultimate Cu-lines at 324.75, 327.39, 510.55, 515.32 and 521.82 nm were recorded. The strongest lines were always the ones at 324.75 and 327.39 nm. All spectral ultimate lines have a very good signal-to-background ratio, especially from the secondary plasma region. The ratio in this region is estimated to be higher than 300:1.

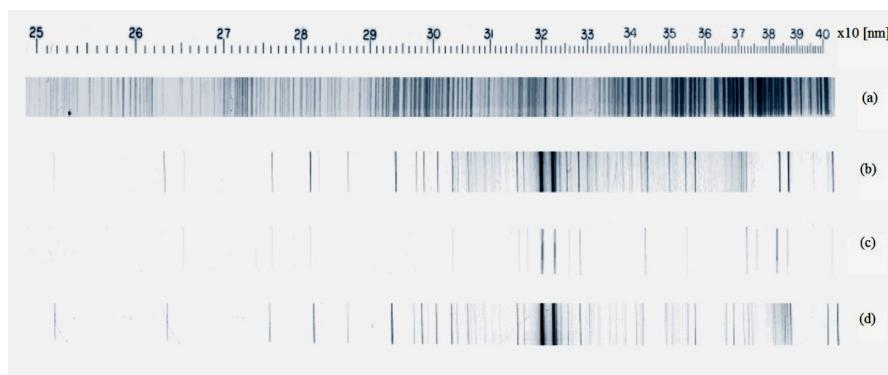


Figure 2. UV/VIS spectral lines of Cu-plasma induced by laser. ((a), (d) Calibration spectrum of Fe- and Cu- arc, respectively; (b), (c) plasma emission from primary and secondary plasma, respectively).

Preliminary observation of the time evolution/history of the individual Cu-spectral lines was carried out, too. FWHM of the neutral spectral line (324.75 nm) in the primary and secondary plasma regions was of the order of μs , whereas for the ionic line ((Cu II), 271.35 nm; primary plasma) the FWHM was $\sim 0.5 \mu\text{s}$.

A brief review on the contemporary spectroscopic method/technique, i.e. the Laser Induced Optical Emission Spectroscopy, is provided. In the same manner, some research conducted at the VINCA Institute is presented. Based on these studies it can be concluded that the method can be effectively applied for analytical purposes.

References

1. Leahy-Hoppa M.R. et al. Sensors, **10** (2010) 4342-4372.
2. http://en.wikipedia.org/wiki/Laser induced_breakdown_spectroscopy
3. Cremers D.A. Applied Spectroscopy, **41** (1987) 572-579.
4. Brech F., Cross L. Applied Spectroscopy, **16** (1962) 59.
5. Momčilović M. et al. Physical Chemistry 2010, 21-24 September, Belgrade, 10th Internat. Conf. on Fundamental and Appl. Aspects of Physical Chem., Proceedings, **Vol. I**, pp. 84-86.
6. Marapaung A.M. et al. J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, (2001) 758-771.

ЦИФРОВЫЕ КАМЕРЫ НА ОСНОВЕ ПЗС-ДАТЧИКОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.А. Бузун, А.П. Бык, П.В. Бычков, В.К. Гончаров, И.И. Кравцевич,
П.В. Кучинский, А.Е. Сиколенко

НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белгосуниверситета,
ул. Курчатова 7, 220108 Минск, Беларусь, bykap@bsu.by

Метод дифракции рентгеновских лучей, используемый при неразрушающем контроле, позволяет определить механические напряжения по деформациям кристаллической решетки в приповерхностном слое материала. Точность метода существенно зависит от степени монохроматичности исходного рентгеновского пучка и его расходимости. Разработка способов получения квазимонохроматического направленного пучка рентгеновского излучения с использованием новых элементов рентгеновской оптики невозможна без качественной регистрации рентгеновского излучения на аппаратуре современного уровня. В НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белгосуниверситета ведутся работы по разработке новых рентгенооптических элементов. Были разработаны конусообразные микрокапилляры для формирования рентгеновских микропучков и многоэлементные преломляющие рентгеновские линзы /1/. При этом также имеется большой опыт создания регистраторов оптического излучения на основе многоэлементных датчиков /2/.

Переход к цифровой регистрации рентгеновского излучения повышает точность регистрации, при этом снижается потребность в расходных материалах, возрастает скорость и достоверность получения экспериментальных данных. Для визуализации рентгеновского излучения в Республике Беларусь до настоящего времени используются только импортные регистрирующие системы. В связи с этим разработка электронных камер, способных регистрировать рентгеновское излучение является актуальной задачей.

Авторами данной статьи разработаны цифровые камеры для одномерной и двумерной регистрации рентгеновских лучей.

Камера для одномерной регистрации собрана на основе ПЗС-линейки TCD1304DG фирмы TOSHIBA.

Рентгеновское излучение преобразуется при помощи ПЗС-линейки в электрические сигналы. Усилитель видеосигнала осуществляет согласование уровней сигналов на выходе датчика с теми, которые необходимы для работы аналого-цифрового преобразователя. Полученная цифровая информация поступает в буферное ОЗУ, компенсирующее

разность в скоростях потоков данных датчика и шины связи с компьютером. Связь камеры с компьютером осуществляется по интерфейсу USB1.1. Информация шин адреса и данных USB-контроллера преобразуются схемами управления в импульсы управления ОЗУ, АЦП и ПЗС-линейкой. Схемы синхронизации согласуют уровни импульсов внешних устройств с уровнями, необходимыми для блока управления.

Внешний вид камеры показан на рисунке 1.



Рисунок 1 – Внешний вид камеры для одномерной регистрации
рентгеновского излучения

Основные параметры камеры:

- количество пикселов 3648;
- размер пикселя - $8 \times 200 \text{ мкм}^2$;
- длина чувствительной зоны - 29,1 мм;
- неравномерность чувствительности $\pm 5\%$;
- разрядность АЦП – 12 бит;
- среднеквадратичный шум чтения <2,5 отсчетов АЦП;
- скорость чтения данных - 500 Кгц;
- время чтения кадра - 7,4 мс;
- максимальное время накопления - 15с;
- диапазон рабочих температур - 10-30 °C;
- интерфейс связи с компьютером - Full-Speed USB;
- синхронизация - IN/OUT;
- размеры камеры - 66x86x32 мм.

Для двумерной регистрации рентгеновского излучения разработана камера на основе ПЗС-матрицы ICX415AL фирмы SONY. Внешний вид камеры показан на рисунке 2.



Рисунок 2 – Внешний вид камеры для двумерной регистрации рентгеновского излучения

Основные параметры камеры:

- количество активных пикселов 782*582;
- размер пикселя – 8,3x8,3 $\mu\text{мм}^2$;
- размер чувствительной зоны – 7,48*6,15 мм²;
- неравномерность темнового сигнала – менее 0,5%;
- относительная неравномерность чувствительности – менее 1%;
- разрядность АЦП – 12 бит;
- среднеквадратичный шум чтения <3,5 отсчетов АЦП;
- скорость чтения данных – 7,5 МГц;
- время чтения кадра - 66 мс;
- наличие электронного затвора, обеспечивающее регистрацию быстропротекающих процессов без искажения информации;
- диапазон рабочих температур - 10-30 °C;
- интерфейс связи с компьютером - Hi-Speed USB2.0;
- синхронизация - IN/OUT;

Конструктивно ПЗС-датчик и блок регистрации соединяются между собой кабелем, длина которого может составлять несколько десятков сантиметров. Для размещения датчика в вакуумной камере в разрыв кабеля может быть встроен вакуумный разъем.

В зависимости от решаемой задачи датчик может использоваться без стекла или с оптоволоконной шайбой с нанесенным на нее люминофором. При использовании камеры без стекла она служит для прямого детектирования рентгеновского излучения с энергией фотонов до 20 Кэв /3/. Использование камеры с прикрепленной к ПЗС-датчику оптоволоконной шайбой позволяет осуществлять регистрацию в более широком диапазоне энергий. Диаметр волокон шайбы составляет 6 микрон, что меньше размера пикселя используемых ПЗС-датчиков и практически не ухудшает пространственное разрешение. На

дополнительную оптоволоконную шайбу наносится люминофор и она сстыковывается с шайбой, закрепленной на ПЗС-датчике. Использование нескольких оптоволоконных шайб с нанесенными на них различными люминофорами расширяет возможности разработанных камер.

Камеры работают совместно с IBM-совместимым компьютером (стационарным или ноутбуком). Обмен данными, а также питание камеры осуществляется по USB интерфейсу.

Камеры могут работать без синхронизации, а также синхронизироваться импульсами от других приборов, вырабатывать импульсы для запуска внешних приборов.

Программное обеспечение камеры работает с операционными системами Windows XP и Windows 7, носит общий характер, не ориентировано для решения частной задачи. Для пользователей, решивших использовать камеру со своим программным обеспечением помимо необходимых драйверов и управляющей DLL передается также SDK с описанием и примерами.

Предварительное тестирование камер, проводившееся в НИИ ПФП им. А.Н. Севченко БГУ, г. Минск, а также в ФИАН РАН, г. Москва, показали высокую эффективность камер при регистрации рентгеновского излучения, а также удобство пользовательского интерфейса программного обеспечения. Совместное использование камеры с разработанными в НИИ ПФП рентгенооптическими устройствами позволит осуществлять техническую диагностику и повышает возможности регистрации при разработке новых рентгенооптических элементов.

Список литературы

1. Дудчик Ю.И.,Хуанг Ч., Му Б., Ванг Т., Пан Г. Рентгеновская микроскопия с использованием синхротронного излучения и элементов преломляющей рентгеновской оптики // Вест. Белорус. гос. ун-та. Сер. 1, Физика. Математика. Информатика.-2010.- №2– С. 24- 28.
2. А.А. Бузун, А.П. Бык, П.В. Бычков, В.К. Гончаров, И.И. Кравцевич, А.Е. Сиколенко. Приборы для спектральных исследований на основе ПЗС- и МОП-датчиков // Прикладные проблемы оптики, информатики, радиофизики и физики конденсированного состояния: Материалы Международной научно-практической конференции, посвященной 40-летию НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ / НИИПФП им. А.Н. Севченко БГУ. – Минск, 2011. – С. 23-24.
3. С.И. Неизвестный, О.Ю. Никулин. Приборы с зарядовой связью – основа современной телевизионной техники. Основные характеристики ПЗС // Специальная техника.- 1990. - №4 - 5.

SPECTROSCOPIC INVESTIGATION OF ENERGETIC H ATOMS IN GLOW DISCHARGES

N. Cvetanović¹, B.M. Obradović², M.M. Kuraica²

¹Faculty of Transport and Traffic Engineering, University of Belgrade, Vojvode Stepe 305,
11000 Belgrade, Serbia

²Faculty of Physics, University of Belgrade, 11000 Belgrade, Serbia

Energetic hydrogen atoms have been detected via excessive broadening of Hydrogen Balmer lines. This anomalously Doppler broadened line profiles have been detected in various types of discharges during the last two decades (see Ref. /1/ and references therein). This phenomenon is also found in plasma fusion experiments. Namely, broadened profiles have shown the presence of hydrogen atoms with high kinetic energies, up to several hundreds of electronvolts. According to the collision (CM) or field acceleration model (FAM) /2, 3/ hydrogen ions (H^+ , H_2^+ , H_3^+) are accelerated by electric field in the sheath regions of the discharge where they undergo charge exchange reactions thereby generating energetic H atoms. Also, ions are backscattered from the cathode as fast hydrogen atoms after undergoing neutralization and fragmentation. Recently, alternative explanations have emerged.

This lecture is an overview of our recent experiments and investigations. In order to investigate the population of fast H atoms and verify the CM we have performed a series of experiments with different types of glow discharges. Balmer alpha emission spectroscopy was used to examine DC and pulse driven discharges. The discharge image was projected by a lens to the entrance slit of an Echelle-type spectrometer coupled with a two-dimensional intensified charge coupled device (ICCD) (PIMAX2, Princeton Instruments) with 1024X1024 pixels. The instrumental profile half-width was measured to be

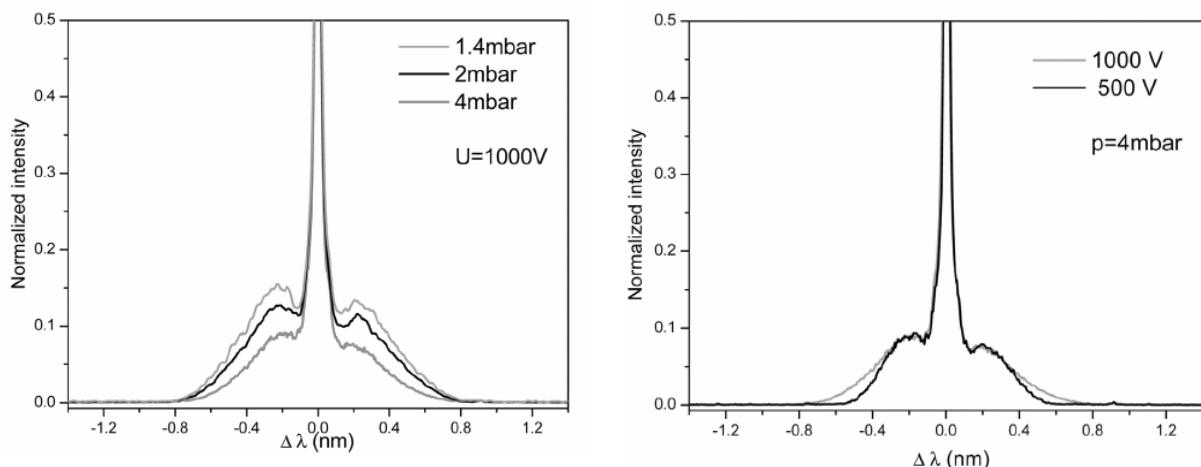


Fig. 1: Influence of pressure (left) and voltage (right) on Blamer alpha line profile form abnormal glow discharge /4/.

$\text{FWHM}=0.02 \text{ nm}$. The spectra from the Grimm discharge were recorded both with direction of observation along the cathode surface normal (end-on) and with direction of observation perpendicular to the cathode surface normal (side-on).

The influence of pressure and voltage variation was investigated separately in the abnormal glow discharge and hollow cathode discharge /4/. It was found that increase of voltage changes the fast atoms energy distribution while pressure reduce increases the number of exited fast atoms /4/. Example of recorded $\text{H}\alpha$ line profile from abnormal glow discharge is given in Fig.1.

Influence of cathode with low atom reflection was investigated /5/ by using material with low atom reflection (C) and material with high atom reflection (Cu). It was found that low atom reflectivity of graphite is registered in the line profile through reduction of blue wing intensity only at low pressure and high voltage i.e. high ion energy (Fig. 2.). This can be explained by the energy

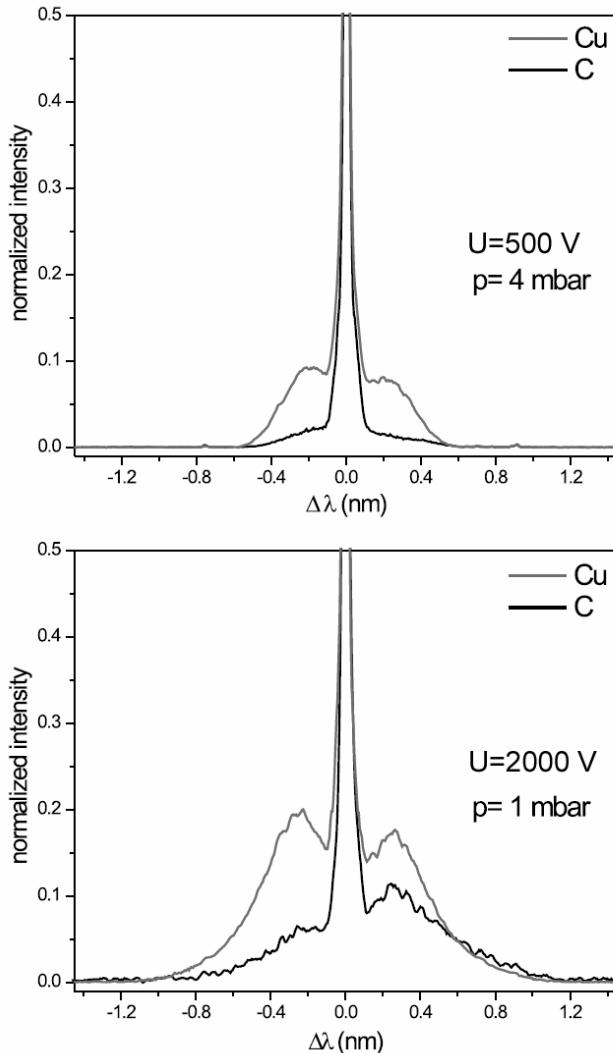


Fig. 2: From Ref. /5/ - Balmer alpha line recorded end-on with graphite and copper cathode at two sets of conditions

dependence of reflection coefficients.

Temporal evolution of exited fast atoms population was investigated in a pulse glow discharge /6/. Balmer alpha emission was measured at different time instances of discharge development so that the time resolved line profiles are obtained. Three characteristic line profiles obtained at the raise of the current, maximum current and after the current extinguishes are given in Fig. 3. It is interesting to note that line profile is excessively broadened even in the afterglow - after the current termination.

In all cases End-on profiles were used to obtain the energy distributions of

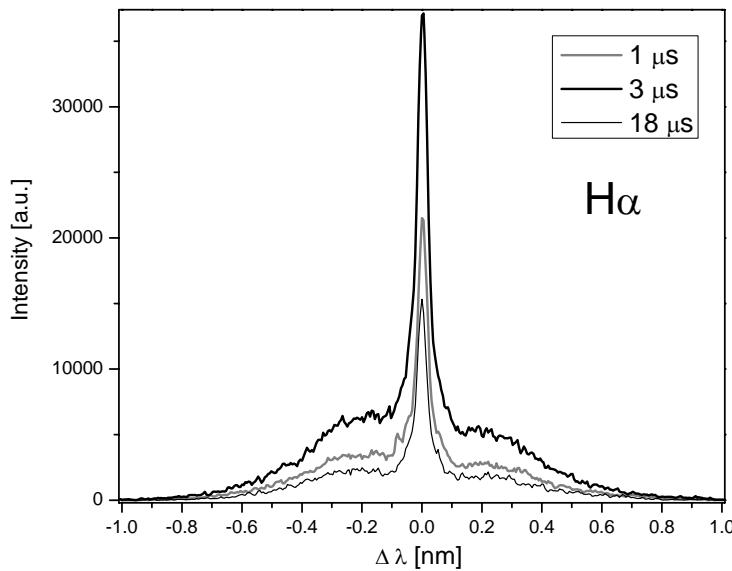


Fig. 3: Balmer alpha profiles at different times of glow discharge pulse at 2mbar.

excited energetic atoms. Mean energy of exited fast H atoms and energetic fraction in the overall Balmer alpha radiation, were used to determine the correlation between the energetic atoms' population and the reduced electric field in the discharge /5/. Using previously adopted method for side-on line profile decomposition according to the excitation mechanism /3/, axial evolution of profile components was analyzed. The electronic excitation was found predominant in the negative glow while heavy particle excitation reaches maximum close to the cathode.

Preliminary non-self-consistent Monte Carlo simulation was developed for fast protons in the cathode fall and coupled with previously developed code for fast hydrogen atoms /6/, and its results are compared with the experiment.

The experimentally obtained data may be taken as evidence of production of fast atoms in the cathode fall and in reflection process at the cathode surface, as suggested by FAM. These data may be used for comparison with modeling results /1/.

References

1. **A.V. Phelps**, Plasma Sources Sci. Technol. **20** 043001 (2011)
2. **Z. Lj. Petrović**, B. M. Jelenković and A. V. Phelps, Phys. Rev. Letters **68** 325 (1992)
3. **N. Cvetanović**, M.M. Kuraica, N. Konjević, J. Appl. Phys. **97** 033302 (2005)
4. **N. Cvetanović**, **B.M. Obradović** and **M. M. Kuraica**, J. Appl. Phys. J. Appl. Phys. **110** 073306 (2011)
5. **N. Cvetanović**, **B.M. Obradović** and **M. M. Kuraica**, J. Appl. Phys. **109** 013311 (2011)
6. **N. Cvetanović**, **B.M. Obradović** and **M. M. Kuraica**, proceedings of the XXI ESCAMPIG, Europhysics Conference Abstracts, **36A** (2012)

PRODUCTS DETECTION AT ETHANOL CONVERSION IN ATMOSPHERIC PRESSURE GLOW DISCHARGE

V.I. Arkhipenko, A.G. Karoza, A.A. Kirillov, L.V. Simonchik,
S.M. Zgirouski

B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasci ave. 68,
220072 Minsk, Belarus, kirillov@imaph.bas-net.by

At the present one of the most important energy problems is to find alternative energy sources that would allow some to abandon the traditional hydrocarbon fuels such as gasoline, kerosene, methane, which is produced from oil and natural gas. Therefore, much attention is paid to the development of new methods of conversion of renewable hydrogen-containing compounds. Diagnostics of conversion products is carried out using the method of absorption infrared spectroscopy, gas chromatography and mass spectroscopy /1,2/. IR spectroscopy is a preferred method at a joint qualitative and quantitative analysis. However, it can not determine the concentration of non-polar molecules such as H₂, N₂ and O₂. Therefore, for the diagnostics of conversion products it is usually supplemented by chromatography or mass spectroscopy /1/.

This paper considers the diagnostics of ethanol conversion products in the plasma-chemical reactor the construction of which is based on three-electrode system used for the production of large volume glow discharges in various atomic and molecular gases /3,4/. For the conversion in the experiment, we used the mixture of ethanol (85%) with water (15%). If we have at the input of reactor the of alcohol-water mixture rate of 1.25 ml/min and air flow of 0.8 l/min, the reaction mixture composition can be estimated as follow: 57% of air, 30% of ethanol vapor and 13% of water vapor

The composition of conversion products of mixture after processing in a plasma reactor was determined by infrared absorption spectroscopy method. We used Fourier transform infrared spectrometer NEXUS (Thermo Nicolet). The absorption spectra were recorded in the range 400–4000 cm⁻¹ with the resolution of 2 cm⁻¹. It was chosen a triangular apodization function, which leads to the line diffraction contours. For the spectroscopic analyze, exhaust gases from the plasma-chemical reactor were pumped through the 5- centimeter gas cuvette, which was previously heated up to 110 °C in order to prevent condensation of water and alcohol vapors.

Intense vibrational-rotational bands of ethanol (900, 1050, 1250, 1400, 2950 and 3700 cm⁻¹), water vapor (1600 cm⁻¹, 3750 cm⁻¹), and much weaker bands of carbon dioxide molecules as component of the used ambient air in the laboratory are observed only in the IR absorption spectrum (Fig. 1, *a*) of initial

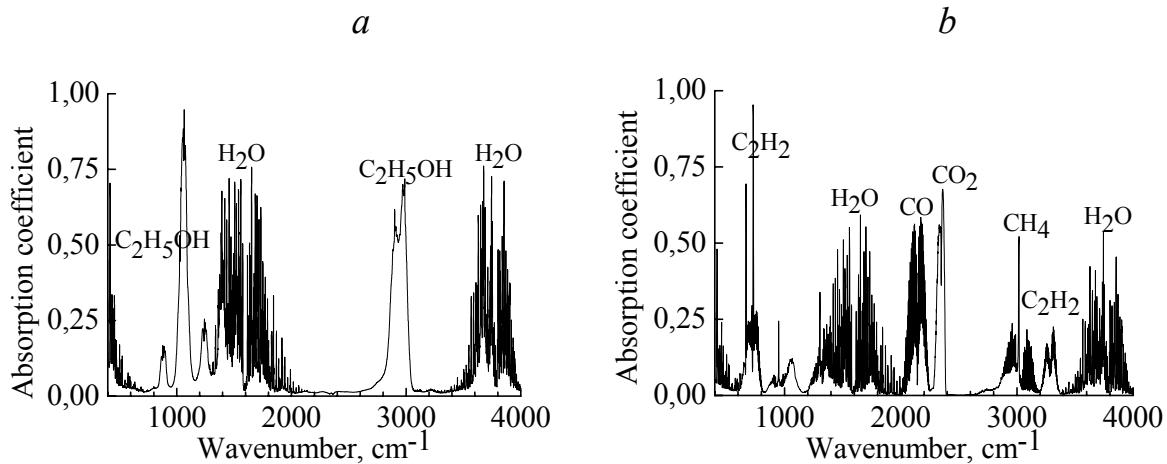


Fig. 1. Absorption IR-spectra of mixtures at the inlet (a) and outlet (b) of plasma reactor.

reaction mixture. The spectra were recorded by heating of the infrared spectrometer cuvette up to 110 °C.

After processing in a plasma the new bands belonging to the molecules of CH₄ (3100 cm⁻¹), CO (2200 cm⁻¹), C₂H₂ (750 and 3300 cm⁻¹) and CO₂ (740 and 2400 cm⁻¹) are observed (Fig. 1, b) in the spectrum of the mixture leaving the reactor. The weak intense absorption bands of ethanol and water are presented in spectrum as well.

Excluding the ethanol, mole fractions of all infrared active components in exhaust mixture were determined by comparison of the registered spectrum with calculated one. These spectra in the range of 2000 cm⁻¹–2400 cm⁻¹ are shown in Fig. 2. Calculation of absorption spectrum was fulfilled using the data base of Hitran /5/. The absorption in the range of 2000 cm⁻¹–2250 cm⁻¹ is

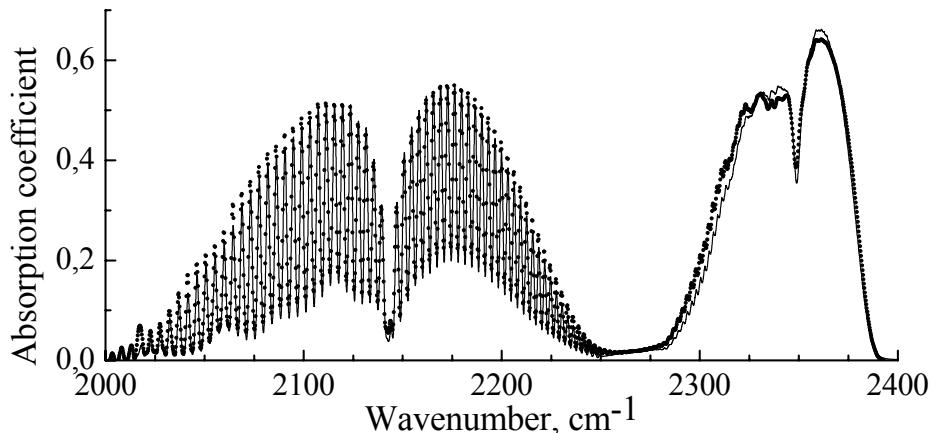


Fig. 2. Experimental (dotted) and calculated (solid) absorption IR-spectra of CO and CO₂.

determined by the CO molecules and we observed resolved the rotational line structure. In the range of 2250 cm^{-1} – 2250 cm^{-1} , absorption is defined by carbon dioxide molecules and due to smaller (compared to CO) distance between the rotation lines of CO_2 this band is unresolved. As you can see, there is good agreement between experimental and calculated data. The mole fractions of conversion products defined in this way are: $\{\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}\}=0.3\%$, $\{\text{H}_2\text{O}\}=8\%$, $\{\text{CO}\}=23\%$, $\{\text{CO}_2\}=1.0\%$, $\{\text{CH}_4\}=1.2\%$ и $\{\text{C}_2\text{H}_2\}=0.8\%$. The mole fraction of ethanol was determined by experimental calibration curve of absorption, plotted using gas mixtures with known concentrations of alcohol.

The definition of hydrogen, nitrogen and oxygen mole fractions with the help of IR spectroscopy is not possible. Mole fractions of these components in exhaust mixture were calculated taking into account the composition of reaction mixture at the inlet of the reactor and the mole fractions of IR active components in the exhaust products determined experimentally.

So, we know the molar concentration of carbon components, that allow us to determine the number of carbonaceous molecules leaving a plasma reactor during one minute and distribute between them the number of carbon atoms containing in the input reaction mixture. Now, given the ratio of molar concentrations of water and carbon-containing component, it is easy to get the number of water molecules. Then, taking into account an equality of number of the hydrogen, oxygen and nitrogen atoms in the inlet and outlet mixtures one can easily calculate the number of relevant molecules leaving the plasma reactor per unit time, and determine the appropriate molar fraction, which are as follows: $\{\text{H}_2\} = 36\%$, $\{\text{O}_2\} = 0.1\%$, $\{\text{N}_2\} = 21\%$.

The hydrogen concentration was also determined using the apparatus and the developed method for determining the concentration of H_2 in gas mixtures based on the inleakage of hydrogen through palladium membrane in previously evacuated volume /6/. Schematic diagram of setup is shown in Fig. 3, a. It consists of two volumes V1 and V2 divided by the palladium membrane PM. These volumes were previously evacuated by forepump. Palladium membrane was heated by the heater H. Then, the volume V1 was filled by gas mixture collected at reactor outlet. Hydrogen penetrates through membrane into volume V2. At the same time, the pressure growth rate dP/dt in this volume was registered by recorder RG. Fig. 3 b presents calibration curves for determination of hydrogen concentration in various mixtures of gases in the chamber V1 by maximum growth rate of the hydrogen pressure $(dP/dt)_{\max}$ in the chamber V2. Curve 1 corresponds to H_2 and He mixture, curve 2 - mixture of H_2 and N_2 , curve 3 - mixture of H_2 , N_2 and CO with the ratio of the concentrations of $\{\text{CO}\}$: $\{\text{H}_2\} = 1:1.5$. The ratio of mole fractions of CO and H_2 close to this value is characteristic for our experiments on ethanol conversion. The difference between the calibration curves is due to the difference of hydrogen diffusion

coefficient in the gas mixtures and different absorption degree of the gases at palladium surface. Using a calibration curve 3, we get $\{\text{H}_2\} = 35\%$, which is

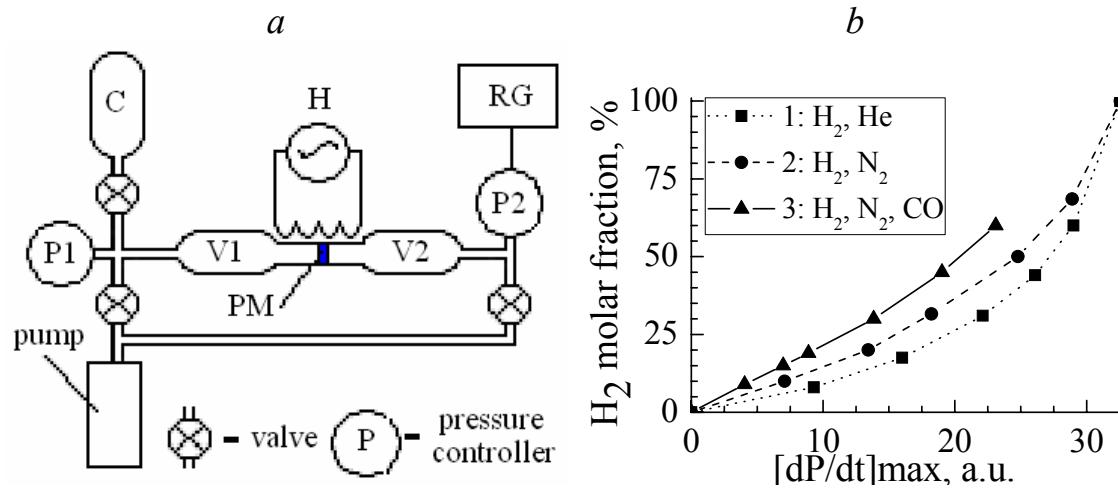


Fig. 3. Schematic of system of setup (a) and calibration curves for the determination of the molar fraction of hydrogen in the gas mixture (b).

close to the mole fraction of hydrogen, calculated using the data from the IR spectroscopy.

Thus, the infrared absorption spectroscopy together with the conservation equation for the number of atoms at the inlet and outlet of the reactor allows to determine the mole fraction of ethanol conversion products, including infrared inactive H_2 , N_2 and O_2 . The developed apparatus and method of determining the concentration of hydrogen in the gas mixture can control the concentration of H_2 in the process of ethanol conversion without making a detailed analysis of the composition of mixture.

The work was supported by BRFFR-SFFRU (grant T11K-034).

References

1. **Aubry O. et al.** Chemical Engineering Journal, **106** (2005) 241- 247
2. **Yukhymenko V.V. et al.** Problems Atomic Sci. Technol. Series: Plasma Physics, **15** (2009) 128-130
3. **Arkhipenko V.I. et al.** IEEE Trans. Plasma Science, **37** (2009) 740-749
4. **Arkhipenko V.I. et al.** IEEE Trans. Plasma Science, **39** (2011) 2098-2099
5. <http://www.cfa.harvard.edu/hitran/>
6. **Arkhipenko, V.I. et al.** Patent №15183 (Republic of Belarus), (2009)

STARK WIDTH REGULARITIES WITHIN SPECTRAL SERIES OF NEUTRAL ALKALINE AND ALKALINE EARTH METALS

J. Purić, I.P. Dojčinović, I. Tapalaga

University of Belgrade, Faculty of Physics, POB 44, 11000 Belgrade, Serbia

Abstract

Stark width regularities within spectral series originating from neutral atoms of alkaline and alkaline earth metals homologous group were found and discussed. The emphasis is on: (i) the Stark width (w) simultaneous dependence on the upper level ionization potential (χ); and (ii) term structure influence on the found Stark parameter dependences. Stark widths published data are used to demonstrate the existence of these kinds of regularities for the electron impact contributions to the Stark widths within these homologous spectral series. The found relations for particular electron temperature and density were of the form $w=A\chi^{-B}$ where A, B are constants, for particular homologous spectral series. These functional dependences are different for singlet and triplet series. The obtained functions were used to predict Stark widths data for lines not calculated or measured so far within this group of elements. These data were compared with already published data.

1. INTRODUCTION

It was found that the most convenient way to study Stark broadening parameters regularities was expressing them as the function of the binding energy of the electron undergoing transition /1-4/. The binding energy or upper level ionization potential χ conveys the plasma electric micro-field influence on the electron undergoing transition. The effect of plasma electric micro-field on the Stark broadening of particular line is higher if the bounding energy is lower. This dependence was successfully used recently in a series of papers devoted to the study of regularities within spectral series of the alkaline metals (Li I, Na I, K I) and from alkaline earth metals (Mg I, Be I, and Ca I) where coefficients obtained suggested that the upper level ionization potential is an appropriate parameter for studying the Stark broadening behaviour within similar spectra. The aim of this paper is to analyse functional dependence of the electron and proton impact contribution to the Stark widths of spectral lines (FWHM) on the upper level ionization potential, within several spectral series of the investigated homologous groups of elements. Using the proposed simple model, based on the found Stark parameter dependences one can provide Stark broadening data for transitions that have not yet been calculated due to the lack of parameters

needed in more complicated models.

Stark broadening data used for the analysis presented in this paper was taken from /5/ and references therein. Necessary data for ionization potentials were taken from NIST database /6/. Singlet, triplet and doublet series were studied. The found similarities in the studied dependences were discussed.

2. THEORETICAL BACKGROUND

Similar behaviour of Stark broadening data and χ was found by Purić et al. /7/. This discovery was followed by investigation of analytic relation between Stark widths and χ in paper /8/. The quantum theoretical basics for this relation are given in /9/. The final form of Stark width dependence is given by:

$$\omega = a \cdot \chi^{-b} \quad (1)$$

In this equation, w is Stark width in rad/s, χ is the upper level ionization potential taken in eV; and a , b are the fitting coefficients independent of χ . In order to investigate this dependence one has to have an accurate database normalised to the same electron density and temperature as it is described elsewhere /1/.

3. RESULTS AND DISCUSSION

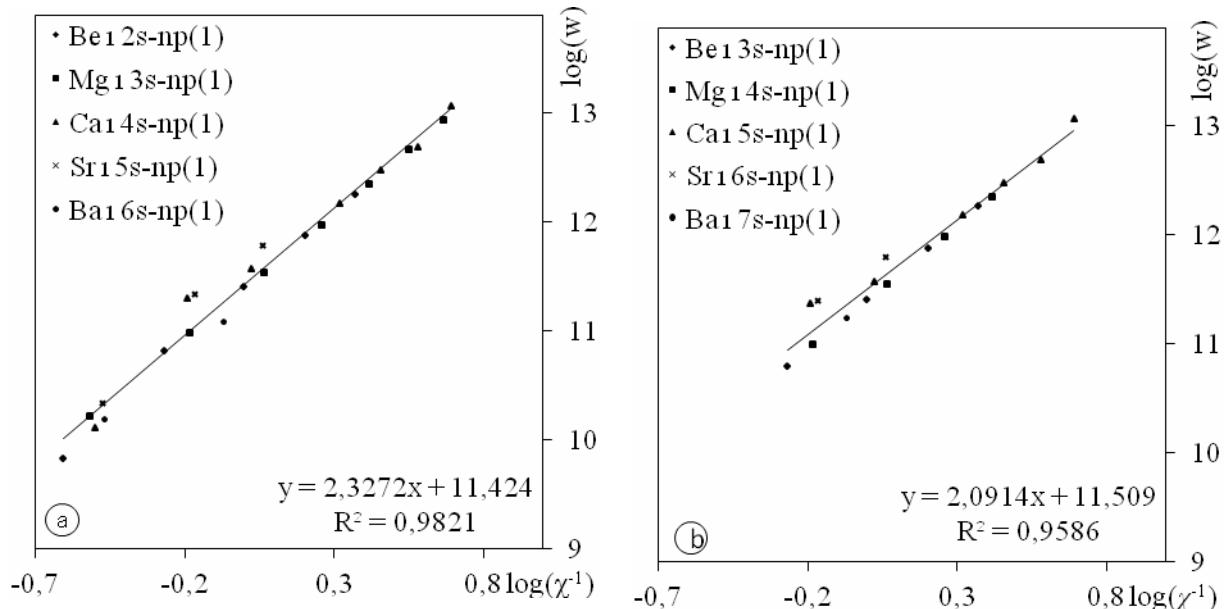


Figure 1 Stark widths (rad/s) vs χ (eV) for resonant (a) and off-resonant (b) spectral lines

The existing data for the spectral lines of all emitters from these groups of elements were used to demonstrate the upper mentioned Stark widths dependences on the upper level ionisation potential (χ). Figure 1(a) and 1(b) shows the Stark widths vs χ at the 10000K temperature for all resonant and off-resonant singlets spectral respectively for alkaline earth metals. A remarkable consistence is observed in broadening of resonances and off-resonances spectral lines of Be I, Mg I, Ca I, Sr I and Ba I. Thus a linear fit has been drawn through Be I, Mg I, Ca I, Sr I and Ba I resulting in coefficient of determination of $R^2=0.9821$.

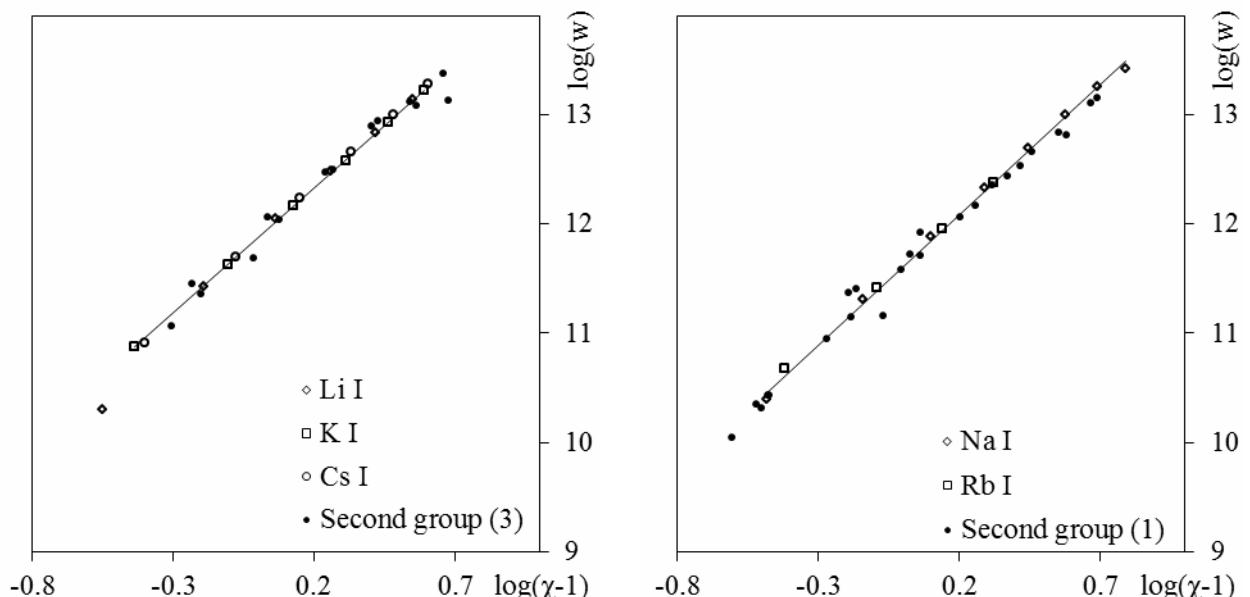


Figure 2 Stark widths (rad/s) vs χ (eV) of doublet and triplet (a); and singlet and doublet (b) of alkaline and alkaline earth metals studied spectral series.

Figure 2 a and b shows the Stark widths vs χ at the 10000K temperature together for doublet (Li I, K I, Cs I) and triplets (Be I, Mg I, Ca I, Sr I, Ba I) spectral lines (Figure 2a) and from singlets (Na I, Rb I) and doublets (Be I, Mg I, Ca I, Sr I, Ba I) of the investigated elements from these two homologous groups, respectively. Singlet, doublet and triplet spectral lines generally have different Stark widths dependences vs χ and must be treated separately. However, the same dependences are observed in behaviour within doublet and triplet spectral series (Figure 2a) as within singlet and doublet spectral series for the chosen group of elements respectively. The found regularities can be used for predicting for the mist spectral lines from these series.

4. CONCLUSION

Searching for different types of regularities and systematic trends which can simplify complicated theoretical calculations is of great interest. In this work the existence of the common Stark widths functional dependences on the upper level ionization potential was shown for the lines originating from the alkaline and alkaline earth metals. These dependences were obtained and found to be of the form given by equation 1 for the same electron temperature and density for both electron and proton impact contribution to Stark width. They can be used to evaluate the results of Stark broadening data that is already measured or calculated or for prediction of the Stark widths values for the lines not measured or theoretically calculated until now but belonging to the investigated series.

The best precision can be obtained using the same equation for any particular series separately. However, in the case of these two homologous groups of elements the studying the regularities within particular groups of spectral series can improve the accuracy of data prediction based on larger sets of existing data.

Acknowledgements

This work is financially supported by the Ministry of Education and Science of the Republic of Serbia within the project 171034.

References

1. Tapalaga I., Dojčinović I. P., Purić J., 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc., 415, 503
2. Dojčinović I. P., Tapalaga I., Purić J., 2011, Publ. Astron. Soc. Aust., 28, 281
3. Dojčinović I. P., Tapalaga I., Purić J., 2012, Mon. Not. R. Astron. Soc., 419, 904
4. Tapalaga I., Dojčinović I. P., Milosavljević M. K., Purić J., 2012, Publ. Astron. Soc. Aust., 29, 20
5. Sahal-Bréchot, S., Dimitrijević, M.S., Moreau N., 2012. Stark-B database, [online]. Available: <http://stark-b.obspm.fr> [Feb 13, 2012]. Observatory of Paris, LERMA and Astronomical Observatory of Belgrade
6. Ralchenko Yu., Kramida A. E., Reader J., and NIST ASD Team (2012). NIST Atomic Spectra Database (ver. 4.1.0), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2012, January 17]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD
7. Purić J., Lakićević I., Glavonjić V., 1979, JPhys, 40, 795
8. Purić J., Lakićević I., Glavonjić V., 1980, PhLA, 76, 128
9. Griem H. R., 1968, PhRv, 165, 258

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВА МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЖИДКОСТИ

А. Буцень, В.Бураков, В. Кирис, Н.Тарасенко.

Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
butsen@imaph.bas-net.by

В настоящей работе исследованы особенности эволюции компонентного состава лазерной плазмы, создаваемой в жидкости сдвоенными лазерными импульсами с использованием в качестве мишени образцов цинковых сплавов. Исследование было сконцентрировано на поступлении отдельных компонент материала мишени при вариации времени задержки между импульсами. При известных значениях температуры плазмы, концентрации электронов имелась возможность сравнения состава плазмы и материала мишени на основе метода LIBS в его бессертификационном варианте /1, 2/. Подобный подход к анализу компонентного состава плазмы, образуемой при воздействии лазерного излучения на мишень в жидкости, практически не имеет аналогов в литературе и важен для развития технологии получения наночастиц лазерно-плазменным методом.

Абляция и возбуждение материала мишени осуществлялись излучением лазера на алюмоиттриевом гранате (модель LS 2131D LOTIS TII), работающего в двухимпульсном режиме (частота следования сдвоенных импульсов 10 Гц, каждый импульс длительностью 10 нс и энергией до 100 мДж). Задержка Дф между импульсами могла варьироваться до 100 мкс с шагом 1мкс. Излучение лазера после телескопа фокусировалось кварцевым конденсором на мишень, расположенную в кювете с кварцевыми окнами, заполненной дистиллированной водой. Изображение образуемой у мишени плазмы проецировалось на щель спектрографа GMS-850 (оптическая схема Черни-Тернера, фокусное расстояние 850 мм, решетка 600 штр./мм, щель 30 мкм). Диагностика плазмы проводилась с использованием совокупности спектроскопических методов. Концентрация электронов N_e определялась из уширения линий H_6 водорода и магния MgI 517,2нм, испытывающих уширение вследствие соответственно линейного и квадратичного эффекта Штарка. Температура плазмы оценивалась из построения Больцмана, использовались спектральные линии меди в области 510,5 – 529,2 нм, а также по отношению интенсивностей двух спектральных линий с малой вероятностью реабсорбции (ZnI 307,2/ ZnI 307,6нм). Концентрации компонент материала мишени в плазме оценивалась с помощью метода LIBS.

На рис. 1 приведен фрагмент спектра излучения плазмы в ультрафиолетовом диапазоне, полученный при воздействии лазерного излучения на мишень, имеющую следующий компонентный состав: цинк – 83,4%, алюминий – 7,78, медь – 8,19, магний – 0,76, железо – 0,14%. Спектры на рис.1 представлены для четырех значений временного интервала между воздействующими лазерными импульсами.

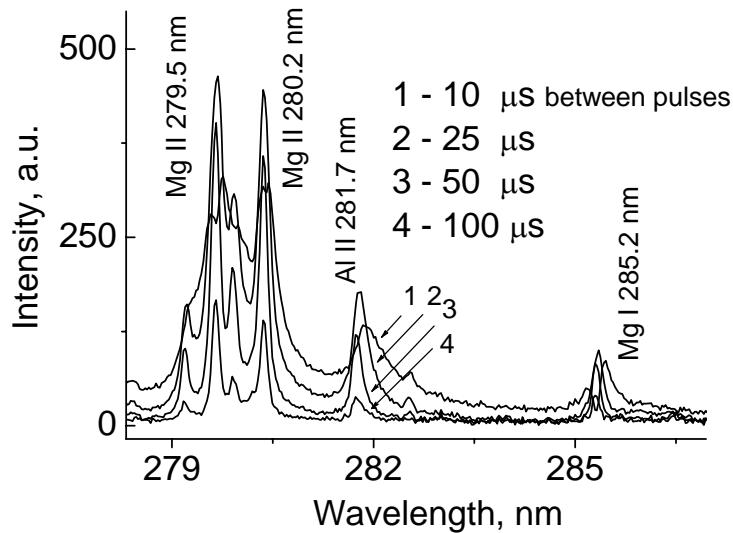


Рис. 1. Фрагмент спектра излучения лазерной плазмы мишени из цинкового сплава, погруженной в воду.

Из рис. 1 видно, что с увеличением Дф интенсивность спектральных линий резко уменьшается. Эксперименты проводились последовательно при Дф, равных 10 мкс, 25, 40, 50, 60, 75, 100 и 120 мкс. При двух первых значениях Дф весьма интенсивен спектр непрерывного излучения, что затрудняло проведение измерений интенсивности спектральных линий. Поэтому последующий анализ проводился при временных задержках второго импульса от 40 до 120 мкс.

Для выбранных значений Дф величины интенсивности ряда спектральных линий нейтральных и однократно ионизованных атомов были аппроксимированы функцией Фойгта. Для наглядности на рис. 2 изображены зависимости интенсивности ряда спектральных линий от временной задержки между импульсами. В рассматриваемом временном диапазоне задержек линии, принадлежащие атомарным компонентам, релаксируют быстрее по сравнению с линиями ионов. Для некоторых спектральных линий интенсивности малы, однако они иногда достаточно информативны, так как не подвержены самопоглощению.

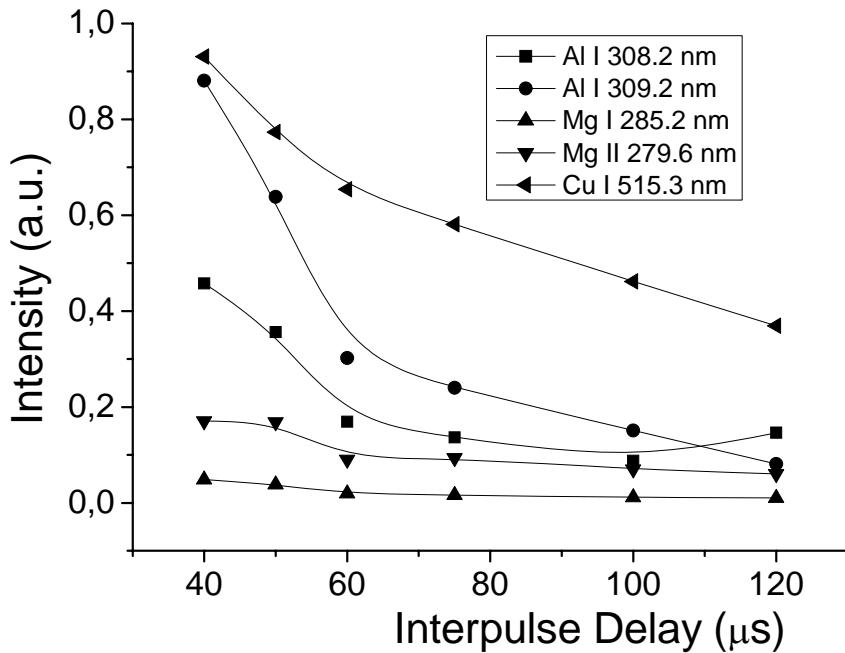


Рис.2 – Зависимости интегральной интенсивности спектральных линий от величины временного сдвига между лазерными импульсами

Используя значения интенсивностей спектральных линий атомов, значения температуры, определенной по группе линий меди в зеленой области спектра, и оцененной по уширению линии магния концентрации электронов, проверена возможность стехиометрического поступления материала мишени в лазерную плазму в жидкости. С этой целью была опробована возможность применения метода LIBS в безэталонном варианте [1,2].

Метод LIBS базируется на известной зависимости интенсивности спектральной линии

$$I = \frac{hc}{\lambda_0} A_{ij} g_i \frac{FC_z}{U_z} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right), \quad (1)$$

Здесь h – постоянная Планка, c - скорость света, λ_0 - длина волны центра линии, A_{ij} - вероятность спонтанного перехода с верхнего уровня i ; $, g_i$ и E_i - статистический вес и энергия i -го уровня, k - постоянная Больцмана, T - температура плазмы; C_z - концентрация атомов z компоненты (химического элемента) в плазме, U - сумма по состояниям для атомов z компоненты, F – безразмерный коэффициент, учитывающий: объем плазмы, телесный угол сбора излучения, время регистрации плазмы, эффективность самой системы регистрации. Расчет концентрации ионной составляющей (для элементов,

ионные линии которых в плазме не регистрируются) производился при помощи уравнения Саха с учетом значения FC_z , т.е. концентрации N_z атомов z-компоненты. Установленные значения FC_z атомов и ионов всех составляющих пробы приводились к массовым значениям и их сумма приравнивалась к 1.0 (100%). Если концентрация отдельных компонент не поддается определению, вследствие отсутствия их спектральных линий при выбранных условиях получения спектра, то следует вычесть их долю из приведенной суммы (если эта доля ориентировочно известна).

При определении содержания меди и цинка использовались линии в видимом участке спектра. В регистрируемом участке отсутствовали линии алюминия; этот элемент определялся по спектру в области ультрафиолета. Аналитические линии и полученные значения концентраций приведены в таблице 1.

Как видно из представленных в таблице данных, при возрастании задержки между вторым и первым импульсами проявляется тенденция увеличения концентрации легирующего элемента (меди, алюминий), хотя в сущности соотношения компонент в образце и плазме не имеют резко выраженных различий. Расхождения сопоставляемых значений концентраций можно отнести к погрешности измерений. Правильнее говорить о фактическом отсутствии фракционного поступления в плазму материала мишени при воздействии на нее лазерного излучения.

Таблица 1 – Содержание (%) элементов (Zn, Cu, Al) в лазерной плазме цинкового сплава, определенных методом LIBS при различных сдвигах между лазерными импульсами

Аналитическая линия (нм)	Дф =50 мкс	60 мкс	75 мкс	100 мкс
Cu I 521.8	7.9	8,9	9.8	12.5
Zn I 481.0	84.1	83,1	82.2	79.5
Al I 308.2	5.9	6.9	7.6	7.2
Al I 309.2	5.9	6.8	7.5	6.9
Zn I 328.2	86.1	85.1	84.4	84.9

Литература

1. Ciucci A., Corsi M., Palleschi V., Rastelli S., Salvetti A., and Tognoni E., Appl. Spectroscopy, **53**, (1999) 960-964.
2. Palleschi V, Tognoni E., Ciucci A, Rastelli S., Patent No.: US 6,657,721 B1, Dec.2, 2003.

COAXIAL DIELECTRIC BARRIER DISCHARGE FOR WATER SOLUTION TREATMENT

B. M. Obradović¹, V. Kovačević¹, B. Dojčinović²,
G. Roglić³, D. Manojlović³, M. M. Kuraica¹ and J. Purić¹

¹*Faculty of Physics, University of Belgrade, Studentski trg 12-16, 11000 Belgrade, Serbia*

²*Institute of Chemistry, Technology and Metallurgy, Center of Chemistry, Studentski
trg 12-16, 11000 Belgrade, Serbia*

³*Faculty of Chemistry, University of Belgrade, Studentski trg 12-16, 11000 Belgrade,
Serbia
obrat@ff.bg.ac.rs*

1. Introduction

Ozone, which is commonly used in Advance Oxidation Processes (AOP), is mainly produced from air or oxygen by electrical discharges. Besides the ozone, electrical discharges in humid air also produce a variety of chemically active species, such as O^\cdot , $\cdot\text{OH}$, N^\cdot , HO_2^\cdot , N_2^* , N^* , OH^- , O_2^- , O^- , O_2^+ , N_2^+ , N^+ , O^+ , etc. These species are short lived and decay before ozone enriched air/oxygen reaches the treated water solution. However, if the reactor is designed in such a way that the electrical discharges are formed in close proximity to the water surface, i.e. just above the water, some of these species may enter the water thereby destroying the pollutants /1/. Possibility of obtaining very active species like $\cdot\text{OH}$ in water solution was a basic idea that encouraged many researchers to design different discharges above the water surface. Here we mention several electrical discharges which have been used for degradation of various organic compounds: phenols, benzenes, pharmaceutical compound and less extent organic dyes /2-9/. It was shown that the principle reactive species involved in degradation of organic compounds are $\cdot\text{OH}$ radical and H_2O_2 /10/. The $\cdot\text{OH}$ radical, especially, is known to play an important role in degrading organic compounds since its oxidation potential is higher than that of atomic oxygen and ozone.

2. Experiment and results

Our discharge is a coaxial dielectric-barrier-discharge (DBD), designed as atmospheric non-thermal plasma reactor for treatment of various water solutions /4-6,11/. Cylindrical reactor is made of glass with the inner diameter of the tube 27 mm and length of 600 mm. The outer electrode is made of aluminium foil glued on the outer side of the glass tube on a length of

400 mm. The inner electrode is a stainless steel tube with a diameter of 20 mm. To avoid possible chemical reactions with the electrode surface, recently we started to use the inner electrode made of glass cylinder which is silverised on the inner side. Barrier discharge is generated between the inner electrode and the outer glass tubes. Water solution flows up through a vertical hollow electrode and flows down making a thin dielectric film over the electrode, see Fig 1. The discharge is generated within 3.5 mm gap between the glass and the water layer by applying the voltage of 17 kV at frequency of 50 - 200 Hz. Plug-in power for the discharge is 60 W. Water solutions were pumped with a flow rate of 70 mL/min using a peristaltic pump. Energy density of \sim 15 kJ/L per one pass through the reactor was introduced in the solution. Each solution was circulated several times.

Water falling film DBD was used for treatments of phenols dissolved in bidistilled water and water from the river Danube /5,6/. The percentage of phenol removal from Danube water was considerably lower than the corresponding value for bidistilled water. Lower removal of chlorophenols from sample prepared with Danube water is explained by shielding effect of fulvic and humic acids which also reacted with $\cdot\text{OH}$ radical.

Reference /11/ is devoted to the comparison of two procedures for arsenic removal - one using a classical ozonator and the second using the falling film DBD reactor for primary oxidation. It has been shown that the DBD reactor has significantly larger arsenic oxidation efficiency and consequently, the arsenic removal efficiency during flocculation and adsorption processes.

We also studied decolorization of four reactive textile dyes. It has been

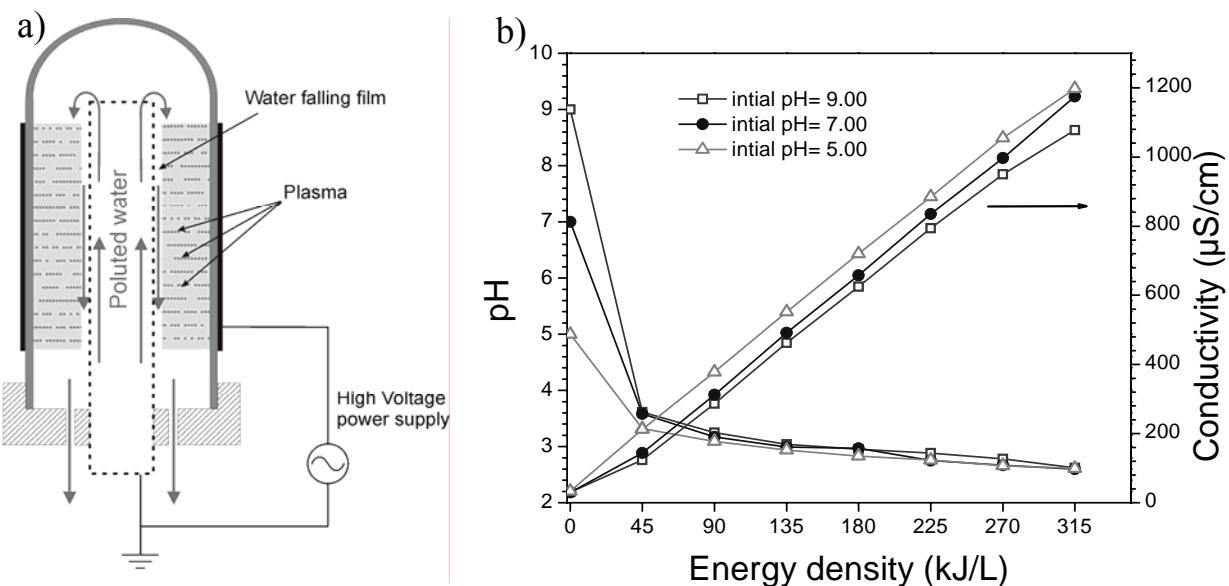


Fig. 1. a) Schematic picture of the falling film DBD. b) The change in the solution pH and conductivity values during the treatment of a reactive textile dye.

shown that the treated solutions containing investigated dyes, exhibit very similar decolorization kinetics for all four dyes.

A common characteristic for all treatments using the DBD reactor is acidification of the water solution caused by air plasma. Fig. 1b shows variation of pH values of a textile dye solution during the treatment. Values of pH in the treated deionized water were almost identical to that in the treated dye solutions. The variation of pH value is caused by acidic substances such as nitric acid and nitrous acid which are produced during the discharge process in air.

References

1. **Malik M.A., Ghaffar A.S., Malik A.**, Plasma Sources Sci. Technol., **10** (2001) 82–91.
2. **Hoeben W.F.L.M., Van Veldhuizen E.M., Rutgers W.R., Kroesen G.M.W.**, J. Phys. D: Appl. Phys., **32** (1999) 133–137.
3. **Grabowski L.R., Van Veldhuizen E.M., Pemen A.J.M., Rutgers W.R.**, Plasma Chem. Plasma Process. **26** (2006) 3–17.
4. **Kuraica M.M., Obradović B.M., Manojlović D., Ostojić D.R., Purić J.**, Vacuum, **73** (2004) 705–708.
5. **Manojlović D., Ostojić D.R., Obradović B.M., Kuraica M.M., Krsmanović V. D., Purić J.**, Desalination, **213** (2006) 116–122.
6. **Dojčinović B. P., Manojlović D., Roglić G. M., Obradović B. M., Kuraica M. M., Purić J.**, Vacuum, **83** (2009) 234–237.
7. **Bubnov A.G., Burova E.Yu., Grinevich V.I., Rybkin V.V., Kim J.-K., Choi H.-S.**, Plasma Chem. Plasma Process., **26** (2006) 19–30.
8. **Baroch P., Saito, N. Takai O.**, J. Phys. D: Appl. Phys., **41** (2008) 085207
9. **Magureanu M., Piroi D., Mandache N.B., Parvulescu V.**, J. Appl. Phys. **104** (2008) 103306-7.
10. **Lukes P., Clupek M., Babicky V., Janda V., Sunka P.**, J. Phys. D: Appl. Phys., **38** (2005) 409 – 416.
11. **Manojlović D., Popara A., Dojčinović B. P., Nikolić A., Obradović B. M., Kuraica M. M., Purić J.**, Vacuum, **83** (2009) 142 – 144

СТРУКТУРИРОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ МНОГОИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

А.Н. Чумаков¹, Н.А. Босак¹, И.С. Никончук¹, П.И. Веренич¹,
В.В. Углов², Е.А. Крутилина², Д.Д. Ху³, З.Х. Гуо³

¹Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
chumakov@imaph.bas-net.by

²Белорусский государственный университет, 220050 Минск, Беларусь

³The Key Lab of Automobile Materials, Ministry of Education, College of Materials Science
and Engineering, Jilin University, 130025 Changchun, China

Исследования разрушения поверхности материалов при воздействии лазерного излучения (ЛИ), выявили образование разнообразных структур, в том числе упорядоченных, среди которых можно выделить два класса – резонансные периодические структуры, период которых определяется длиной волны λ , поляризацией и углом падения ЛИ, а также нерезонансные периодические структуры, характеристики которых явно не связаны с длиной волны и степенью поляризации ЛИ. Предложены различные механизмы и модели для объяснения образования поверхностных периодических структур (ППС) при лазерном воздействии на широкий круг материалов [1-2].

В последние годы были получены структуры на поверхности различных материалов [3-7], облученных ЛИ наносекундной и пикосекундной длительности, которые характеризуются наномасштабной периодичностью с размером нередко на порядок меньшим длины волны ЛИ, что трудно объяснить в рамках ранее предложенных моделей. Такие ППС на самых различных материалах интересны тем, что наномасштабная периодичность нередко придает поверхности необычные физические или физико-химические свойства, непрерывно изменяющиеся в зависимости от периода $\Lambda \ll \lambda$. Определенный вклад в наноструктурное модифицирование поверхностного слоя лазерно-облучаемого материала может вносить ряд процессов, включая также обратное осаждение конденсата, кластеров и аблированных частиц из плазменного облака [6, 7]. Поэтому установление основных механизмов и оптимальных режимов наноструктурной лазерной модификации материалов и покрытий является важной задачей, имеющей практическое значение.

В настоящей работе исследованы особенности образования микро- и наноструктур на поверхности ряда металлов и сплавов (сталь 9ХС, Х12, AISI 304, магниевый сплав с Al–С–Ti- покрытием, дюралюминий Д16Т и др.) в воздухе при одно- и многоимпульсном воздействии ЛИ наносекундной длительности на длинах волн 1064, 532, 355 и 266 нм в

условиях образования приповерхностной плазмы. Методами оптической и электронной микроскопии изучена зависимость морфологии и структуры модифицированной поверхности от материала облученных образцов, длины волны лазерного излучения, параметров и условий лазерного облучения.

Выявлено, что лазерное облучение исследованных металлов и сплавов при плотностях мощности излучения вблизи порога приповерхностного плазмообразования ($q \sim (2 \div 3) \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$) на указанных выше длинах волн приводит к образованию слабоструктурированной окисной пленки (рис. 1, а). С дальнейшим ростом плотности мощности воздействующего ЛИ формируется приповерхностная лазерная плазма, а в области пятна лазерного облучения на поверхности мишени образуется зернистая структура (рис. 1, б), тогда как окисная пленка сохраняется лишь на краю пятна лазерного облучения. Размеры зерен образующейся структуры изменяются в диапазоне от 30 нм до 10 мкм и зависят от плотности мощности и длины волны ЛИ, от числа воздействующих лазерных импульсов и облучаемого материала.



Рис. 1. Микрофотографии лазерно-модифицированного образца дюралюминия Д16Т с окисной пленкой (а, $\lambda = 266 \text{ нм}, q \sim 3 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$) и зернистой структурой (б, $\lambda = 266 \text{ нм}, q \sim 3 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$)

С ростом числа импульсов воздействующего лазерного излучения уменьшаются размеры отдельных структурных элементов, а их распределение становится квазирегулярным (рис. 2).

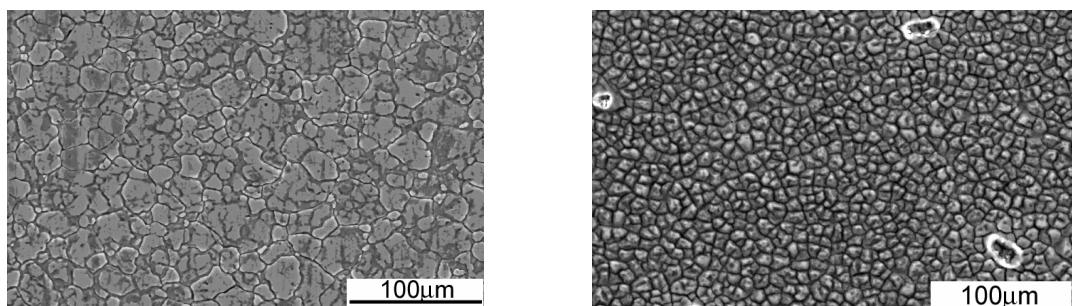


Рис. 2. Микрофотографии сканирующей электронной микроскопии поверхности стали AISI 304, облученной одним (а) и серией из 10000 импульсов (б) ЛИ ($\lambda = 532 \text{ нм}, \tau = 20 \text{ нс}, q \sim 4 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$)

При этом с уменьшением длины волны ЛИ регулярность получаемой зернистой структуры лазерно-модифицированного поверхностного слоя заметно возрастает. По результатам энергодисперсионного рентгеновского анализа компонентного состава лазерно-модифицированных образцов стали установлен пятикратный рост количества оксидов в области пятна лазерного облучения (27,96%) по сравнению с периферией (4,85%).

Для стимулирования образования регулярной зернистой структуры на лазерно-облученной поверхности была использована бипризма Френеля, обеспечившая формирование интерференционных структур в пятне лазерного облучения и соответствующее уменьшение размеров зерен образующейся структуры.



Рис. 3. Оптические микрофотографии поверхности образца, облученного лазером через бипризму Френеля (а) и без нее (б)

Для оценки прочностных характеристик лазерно-облученных образцов были выполнены измерения твердости ряда модифицированных материалов в зависимости от длины волны и плотности мощности ЛИ. Твердость исследуемых образцов определялась по методике Виккерса с использованием прибора MVD-402 (USA). Результаты выполненных измерений приведены в таблице, свидетельствующей о выраженной зависимости твердости материалов от условий облучения.

Образец	Область измерений	Твердость HV, $\pm 0,2$ ГПа (d – глубина внедрения зонда)
Д16	Вне пятна облучения	2,77 ($d = 2,5$ мкм)
	В пятне облучения $\lambda = 266$ нм, $q = 100$ МВт/см ²	1,84
	$\lambda = 532$ нм, $q = 100$ МВт/см ²	1,66 ($d = 3,2$ мкм)
сталь X12	Вне пятна облучения	6,75 ($d = 1,7$ мкм)
	В пятне облучения $\lambda = 266$ нм, $q = 20$ МВт/см ²	6,44
	$\lambda = 266$ нм, $q = 100$ МВт/см ²	5,57 ($d = 1,9$ мкм)
	$\lambda = 532$ нм, $q = 20$ МВт/см ²	5,80
	$\lambda = 532$ нм, $q = 100$ МВт/см ²	4,99

Выявленное уменьшение на 15-30% микротвердости лазерно-модифицированных материалов, скорее всего, обусловлено обратным осаждением из плазмы на облучаемую поверхность нано- и микрочастиц конденсата, увеличивающих пористость поверхностного слоя.

Таким образом, установлены условия лазерно-плазменного формирования регулярной зернистой нано- и микроструктуры на поверхности ряда металлов и сплавов (сталь, дюралюминий, и др.) с управляемым размером зерен в диапазоне от 30 нм до 10 мкм и их зависимость от режимов лазерного облучения, длины волны и плотности мощности воздействующего ЛИ, длительности и числа лазерных импульсов, что может найти практическое использование для модификации поверхностных свойств ряда материалов, включая повышение их стойкости к коррозии и износу.

Показано, что формирование регулярной зернистой структуры на металлах и сплавах облегчается с увеличением числа воздействующих лазерных импульсов и использованием лазерных пучков с периодической неоднородностью пространственной структуры. Выявленное уменьшение микротвердости лазерно-облученных металлов свидетельствует о существенном влиянии процессов обратного осаждения частиц конденсата из лазерной плазмы на формирование наноразмерной структуры модифицируемой поверхности.

Список литературы

1. Кособукин В.А., Либенсон М.Н., Румянцев А.Г. Оптика и спектроскопия, **63** (1988) 948-951.
2. Емельянов В.И., Семиногов В.Н. ЖТФ, **86** (1984) 1026–1036.
3. Xie Q.Q., Guo Z.X., Hu J.D., Chumakov A.N., Bosak N.A. V Int. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology. Contr. Papers. Vol. II. Minsk (2006) 487-490.
4. Trtica M., Gakovic B., Batani D., Desai T., Panjan P., Radak B. Applied Surface Science, **253** (2006) 2551-2556.
5. Liu Y.H., Hu J.D., Zhao L., Guo Z.X., Chumakov A.N., Bosak N.A. Optics & Laser Technology, **42** (2010) 647-652.
6. Chumakov A.N., Berjeza N.A., Bosak N.A., Hu J.D., Guo Z.X., Xie Q.Q., Publ. Astron. Obs. Belgrade. **89** (2010) 135–138.
7. Riabinina D. [et al]. J. Appl. Phys., **108** (2010) 034322-1–034322-6.
8. Чумаков А.Н., Берёза Н.А., Ху Дз.Д., Босак Н.А., Гуо З.Х., Хиэ К.К. // Инженерно-физический журнал, **84** (2011) 524–530.

***STAPHYLOCOCCUS AUREUS* INACTIVATION BY USING ATMOSPHERIC PRESSURE GLOW DISCHARGE WITH PLASMA CATHODE**

A. A. Kirillov¹, Y. A. Safronau¹, L. V. Simonchik¹,
N. V. Dudchik², O. E. Nezhvinskaya²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnastsyi ave. 68, 220072 Minsk, Belarus, kirillov@imaph.bas-net.by

²Republican Scientific-Practical Center of Hygiene, Akademichnaya st. 8, 220072 Minsk, Belarus

Non-equilibrium plasma at atmospheric pressure can present an alternative to traditional methods of sterilization and disinfection /1/. At present for non-equilibrium plasma generation at atmospheric pressure various sources are widely used: surface and volume dielectric barrier discharges, atmospheric pressure plasma jets, etc. Despite the huge number of papers on plasma sterilization, the full understanding of the mechanisms of microorganisms inactivation in a wide range of characteristics of nonequilibrium plasma is still absent, which hinders the development of technology of plasma decontamination and especially plasma medicine. In this paper vegetative bacteria *Staphylococcus aureus* inactivation using atmospheric pressure glow discharges (APGD) with plasma cathode in the three-electrode system is considered /2/. The discharges are stationary that makes easier the identification of linkages between inactivation characteristics and plasma parameters, which is important for elucidating the mechanisms of plasma inactivation.

Schematic diagram of experimental setup is shown in Fig. 1a. The discharge chamber has two sections (upper section A and lower section B) separated by 1 mm thick copper plate with 2 mm central hole. Working gas at a flow of ~1 L/min at atmospheric pressure is fed through section A, central hole and section B. The working gas was helium grade B (the total concentration of impurities

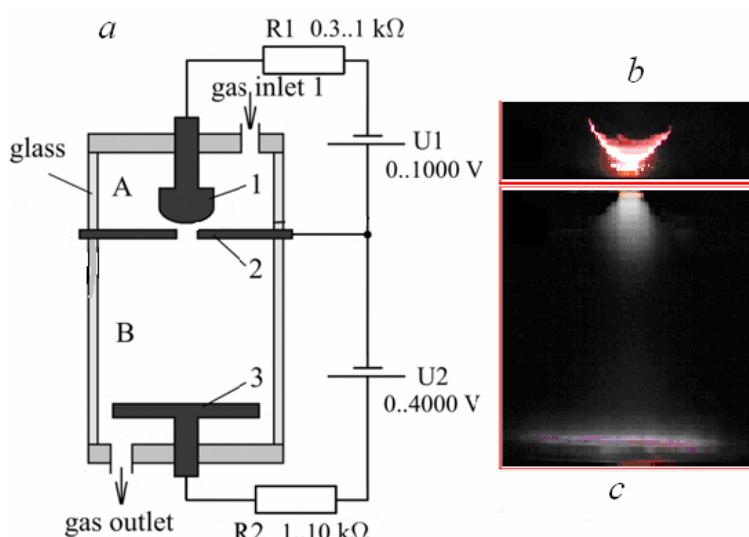


Fig.1. Sketch of discharge system (a) and images of self (b) and non-self discharge (c)

H_2 , N_2 , H_2O and others does not exceed 0.01% with a maximum H_2O content of 0.005%). In the upper section a self-sustained normal atmospheric pressure glow discharge is initiated between weakly rounded tungsten cathode 1 and copper plate anode 2. For better discharge stability the gap is usually on the order of 1 mm. The Fig. 1b shows an image of the discharge in section A at a current of 300 mA. The discharge serves as plasma cathode for the main discharge which is created in section B by applying a positive potential to the copper planar electrode 3. In this paper a helium large-volume diffuse non-self-sustained APGD at a current 1 mA and 5 mA at 3cm interelectrode gap is used for surface decontamination from bacteria. An image of non-self-discharge with plasma cathode at a current of 5 mA is shown in Fig. 1c. Two power supplies and corresponding ballast resistors are used to maintain the discharges.

Bactericidal effectiveness of helium plasma of non-self-sustained discharge was investigated on Gram-positive *Staphylococcus aureus*. They cause many diseases, including superficial and deep abscesses, poisoning, urinary tract infections. A strain of *Staphylococcus aureus* ATCC 6538 has a typical biochemical characteristics of the genus, is highly resistant to drying and exposure to other environmental factors. Microorganisms were deposited on stainless steel 2x2 cm samples with average surface density of about 10^6 cm^{-2} .

After preparation a procedure of sample exposure to plasma was performed. The samples for plasma treatment were placed on the anode (bottom electrode) for an exposure time. For quantitative determination of inactivation effect a direct cell counting method was used. Fig. 2 shows the inactivation curves for vegetative bacterial cells *Staphylococcus aureus* ATCC 6538 at 0 mA (only plasma cathode), 1 mA and 5 mA. It can be seen that the plasma treatment in a low-current APGD the number of viable microorganisms decreases exponentially with time. D-times of inactivation decrease with discharge current increase.

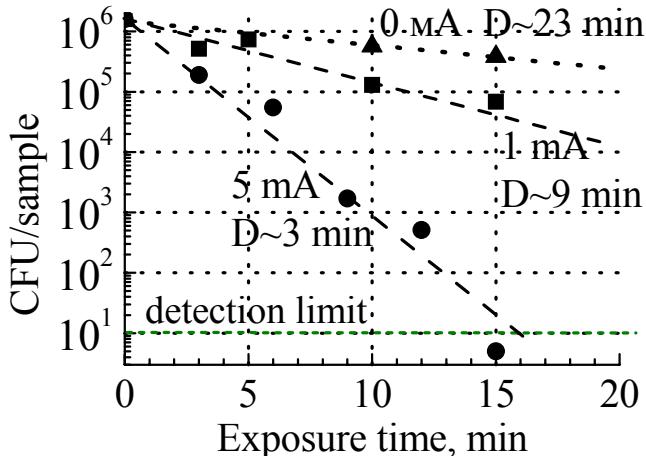


Fig. 2. The inactivation curves for vegetative bacterial cells *Staphylococcus aureus* ATCC 6538 at 0 mA, 1 mA and 5 mA

Today's conventional belief is that in the process of inactivation using plasma mainly four components are important, those are heat, ultraviolet radiation, charged particles and neutral oxygen-and nitrogen-containing chemically reactive species (OH , NO , O_3 and

etc.) /3/. On the basis of this, we define the parameters of the plasma and determine the role of different mechanisms that lead to the inactivation of bacteria.

Gas temperature T_g was determined by the relative intensities of the rotational lines of the vibrational-rotational band of hydroxyl (0,0) OH (A-X). At a current of 5 mA the gas temperature $T_g \sim 50$ °C at the vicinity of the sample with microorganisms. Therefore, in our case the thermal action of the plasma can not have a significant effect on the inactivation of microorganisms.

Ultraviolet radiation with wavelengths of 205–315 nm has a high bactericidal capacity causing dimerization of thymine in DNA molecules. The quantitative value that characterizes the UV radiation impact on microorganisms is bactericidal surface irradiance representing the convolution of the spectral efficiency of bactericidal efficiency /4/ to the spectral density of the energy flow surface density. UV flux incident on the sample with microorganisms consists of a plasma radiation flow from non-self-sustained discharge and the flow from the plasma cathode through the opening between the sections. Inactivation D-time changes at transfer from bacteria exposure only to plasma cathode (Fig. 2, 0 mA) to the cumulative effects of the plasma cathode and non-self-sustained discharge (Fig. 2, 1 mA and 5 mA) and the charge is much greater than the ratio of bacterial surface irradiances of the sample caused by these discharges. This suggests that ultraviolet radiation is not one of the main mechanisms that cause the death of bacteria in our experiments.

Two mechanisms of charged particles inactivation effects on microorganisms should be marked: direct chemical effect of electrons and ions and breaking of bacterial cells membranes due to the accumulation of charged particles /5,6/. As noted in /5/, the mechanism of electrostatic damage can occur to Gram-negative organisms, and it is unlikely to Gram-positive bacteria which includes *Staphylococcus aureus*. As in our case the microorganisms are at the anode then the charged particles that can influence bacteria should be attributed to electrons. In practice electron beams with energies of hundreds of keV and higher /3/ are used to disinfect which is not the case.

In the anode region the reduced field strength increases sharply to 15 Td which corresponds to the average electron energy of about 7 eV. This leads to an appearance of thin luminous disk on the anode surface. Fig. 3 shows the emission spectrum of the plasma at a discharge current of 5 mA at the vicinity of the sample surface on which the micro-organisms are deposited. The presence of OH and NO molecules in the plasma near bacteria follows from Figure 3. Since the effectiveness of OH bactericidal impact on microorganisms is greater than two orders of magnitudes than for NO /6/, then Fig. 3 indicates that in this case the primary neutral chemically active species leading to bacterial death are OH molecules. At a current of 5 mA the calculated concentration of OH molecules

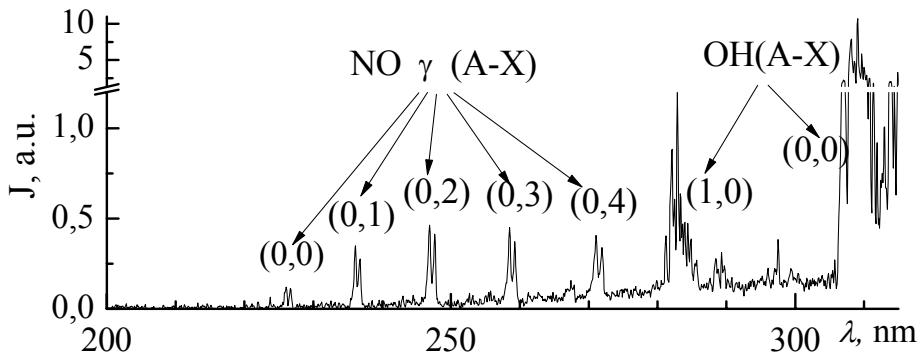


Fig. 3. Spectrum of plasma radiation near the surface of the sample

near the sample with microorganisms and the diffusion flux of OH onto its surface are $4.5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and $5.0 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. It was assumed that OH molecule are formed due to dissociation of water molecules by electron impact with a cross section of the reaction taken from /7/. The electron energy distribution function was calculated with computer program BOLSIG+ /8/. The electron density near the sample surface corresponding to the field strength 15 Td was estimated as 10^{10} cm^{-3} and the concentration of water in helium was assumed as maximum for the used grade B gas. Using the data for the constants of *Escherichia coli* inactivation presented in /6/ and the D-time values obtained in our case gives the surface concentration of OH molecules about $3.5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Taking into account that inactivation time of *Escherichia coli* is 1.5 times less than one for *Staphylococcus aureus* we find that our calculated OH concentration is 8 times higher than one obtained using the data from /6/. Perhaps it is due to excessive water concentration used in our calculations.

This work is partly supported by BRFFI under the grant F11SRB-002.

References

1. **Laroussi M.** IEEE Trans. Plasma Sci., **30** (2002) 1409-14152
2. **Arkhipenko V.I. et al.** IEEE Trans. Plasma Sci., **37** (2009) 740-749
3. **Russell A.D., Hugo W.B., Ayliffe G.A.J.** Principles and Practice of Disinfection, Preservation & Sterilization, Blackwell Publishing Ltd (2004)
4. Guide. P 3.5.1904-04 (approved by the Chief Medical Officer of the Russian Federation 04.03.2004)
5. **Laroussi M., Mendis D.A., Rosenberg M.** New J. Phys., **5** (2003) 41.1–10
6. **Fridman A.** Plasma chemistry. - Cambridge University Press (2008)
7. **Itikawa Y., Mason N.** J. Phys. Chem. Ref. Data, **34** (2005) 1- 22
8. <http://www.bolsig.laplace.univ-tlse.fr>

OPTICAL RESEARCH OF THE INFLUENCE OF GAS FLOW FEATURES ON THE TRANSVERSE ARC AIR PLASMA

I. Prysiazhnevych, V. Chernyak, V. Yukhymenko

Laboratory of the Plasmachemistry, Radiophysics Faculty of Kyiv National Taras Shevchenko University, Glushkova Pr. 2/5, 03022 Kyiv, Ukraine
chernyak_v@ukr.net

There are a lot of plasmachemical applications for today which need nonequilibrium plasma sources of atmospheric pressure. One of the way to make such plasma generators is to provide an effective heat- and mass- transferring between plasma and environmental. It can be realized by using transversal gas flow, which is perpendicular to the current lines of the discharge. Such transversal discharges as gliding arc /1/, gliding arc in tornado /2/, transverse arc /3/ and glow discharge /4/ can generate nonthermal plasmas at atmospheric pressure. Results presented in this work will show that even transverse gas flows can result in nonthermal and thermal plasma generation both. The level of the plasma non-equilibrium partially depends on the gas flow rate G and the discharge current I_d .

The electroarc discharge in the transverse blowing air flow (transverse arc – TA) was investigated. Two copper horizontal electrodes with diameter $d=6$ mm placed opposite each other were used. A nominal gap between them was $\delta=1.5$ mm. The axially symmetric steel nozzle, with inner diameter $\varnothing=1$ mm, was maintained vertically perpendicular to the electrode axis at the distance $L=20$ mm and was centred strictly between the electrodes. A standard dry air system supplied with the flow meters was used. There was enough high gas-dynamic pressure in the flow to blow out the electric arc downstream. TA discharge was powered by the DC source at the ballast resistance $R = 2$ k Ω in the circuit. Electric current-voltage parameters were measured with the standard electronics. Volt-ampere characteristics (VACH) of TA for air flow rates $G=0\div110$ cm 3 /s are represented on the figure 1. Its decreasing character is typical for the arc discharge. Dependence of the discharge voltage U on the different air flow rates G is shown on figure 2. Such non-linear character of $U_d(G)$ dependence can't be explained only by the fact that energy carries out from the discharge region with G increasing and to support the fixed discharge current it is necessary to increase the voltage on the discharge.

Non-linear $U_d(G)$ dependence on the figure 2 can be connected with the peculiarities of the gas flow: i) a monotonic voltage increasing with the gas flow rate G increasing (laminar gas flow); ii) voltage on the discharge increases (for $I_d \leq 700$ mA) or remains almost constant (for $I_d > 700$ mA) with further increasing of G (this region corresponds to the transient gas flow regime: from

laminar to the turbulent); iii) when the gas velocity becomes bigger than the drift velocity of ions in the electric field, further voltage increasing starts, which is escorted by the appearance of the filament plasma structures directed along the flow.

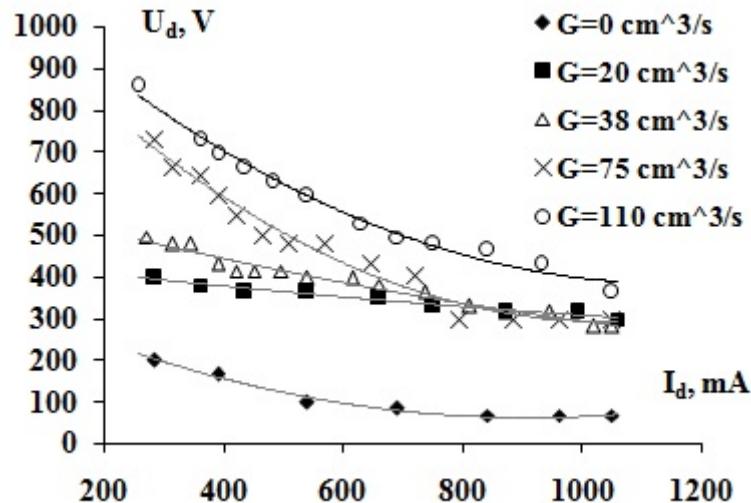


Fig. 1 Volt-ampere characteristics of the TA for different air flow rates G.

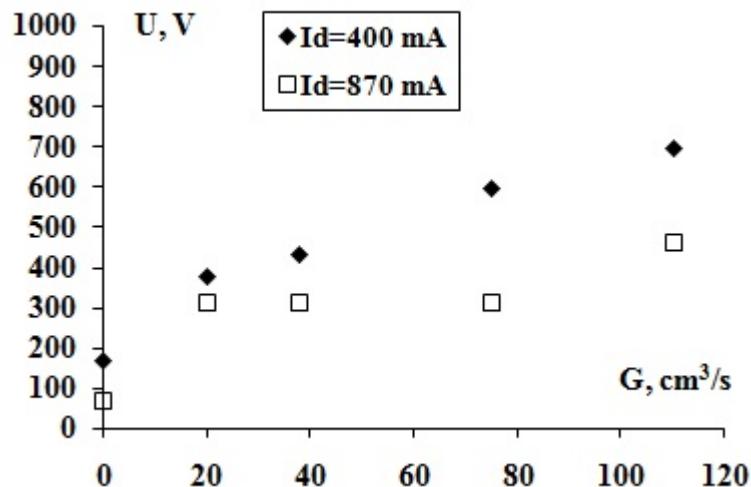


Fig. 2 Dependence of the discharge voltage U on air flow rates G for two different discharge currents I_d .

Plasma parameters of TA was investigated by optical emission spectroscopy for different discharge currents $I_d=10^2 \div 10^3$ mA and air flow rates $G=0 \div 200$ cm^3/s . Emission spectra of TA plasma was detected in the range of 200-1100 nm with spectral resolution nearly 0.7 nm by spectrometer SL 40 based on CCD elements.

Excitation temperatures of the electronic states of atoms (electronic temperature T_e^*) in TA plasma were determined by the relative intensity of the cooper (material of electrodes), oxygen, hydrogen spectral lines by Boltzmann plots. Vibration T_v^* and rotation T_r^* temperatures of $N_2(C^3\Pi_u)$ molecule were evaluated by relative intensities of the emission bands of 2^+ system of nitrogen by using SPECAIR /5/ simulation. The following ratio of the excitation temperatures $T_e^* > T_v^* > T_r^*$ were obtained in TA plasma. It was shown that T_e^* slightly decreases along the gas flow in the afterglow zone, while T_v^* remains constant. Founded difference of the temperatures $T_e^*(Cu) > T_e^*(O, H)$ can be explained by the additional mechanism of the population of the excited electronic states of cooper atoms due to the ion-ion recombination, which is almost absent for the blowing gas atoms.

The main recombination mechanisms were considered and the recombination time τ_r at $N_e \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ $T_g \approx T_r(N_2) \approx 2000 \text{ K}$, $T_e \sim 1 \text{ eV}$, $p=1 \text{ atm}$ was estimated for plasma of the TA in air. It was concluded that ion-ion recombination ($A^+ + B^- + M \rightarrow A^* + B + M$) is the main recombination process in the plasma of the arc discharge with copper electrodes in the transverse blowing air flow. It was shown that characteristic ion-ion recombination time $\tau_r \sim 6 \cdot (10^{-5} \div 10^{-6}) \text{ s}$ /6/ is comparable with the time of optical transitions in copper atom. It leads to the essential contribution into the population of the electronic states of Cu atom by the ion-ion recombination of the corresponding positive ion. In /7/ was shown that main positive ions in electroarc discharges with copper electrodes are copper atomic ions. $T_e^*(Cu) > T_e^*(O, H)$ since the population of Cu atoms occurs on the levels with excitation energy closed to the difference between atomic ionization energy and electron affinity energy of negative ions of air plasma ($\varepsilon \sim 2 \text{ eV}$) /6/.

Dependence of the excitation temperatures of molecule N_2 in the TA plasma on the gas flow rate G was studied (fig. 3). Vibration and rotation temperatures were determined from the calibration curves /8/ built as functions of the corresponding excitation temperatures with taking into account instrument function of used spectrometer.

Non-monotonic character of the T_r^* temperature dependence on the G can be connected with transition from laminar to the turbulent gas flow with G increasing at fixed discharge current. Changing of the form and structure of the TA plasma column correlates with it good.

Dependences of the excitation temperatures in TA plasma on the discharge current were studied for different air flow rates. It was shown that there is a convergence of T_v^* and T_r^* temperatures, which starts from the discharge current $I_d \sim 500 \text{ mA}$, thus plasma of TA becomes isothermal at $G=0 \text{ cm}^3/\text{s}$. Similar behaviour of the temperature dependence was observed at big flows ($G > 150 \text{ cm}^3/\text{s}$). At large gas flows (where turbulent starts) plasma of TA becomes more

isothermal. At the same time at low gas flows difference between excitation temperatures almost doesn't depend on the discharge current. Thus there are optimal regimes of gas flow rates that can provide the certain non-thermality level of the generated TA plasma for the investigated range of the discharge currents.

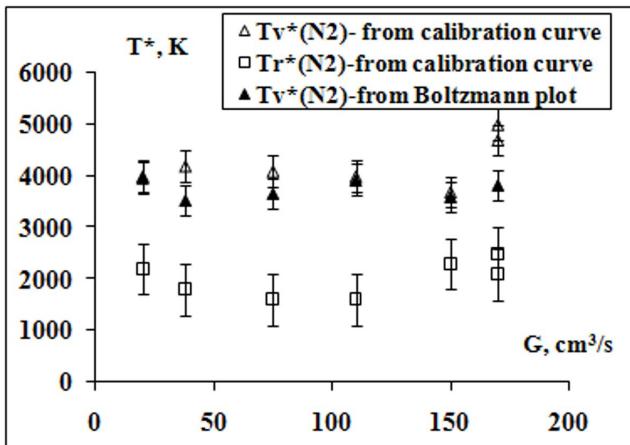


Fig. 3 Dependence of the vibration and rotation temperatures of N_2 molecule in TA plasma on the gas flow rate G .

References

1. Czernichowski A., Czernichowski M. Proc. Int. Symp. on Plasma Chemistry – ISPC17, Toronto, (2005). CD.
2. C. Karla, I. Matveev et al. Elec. Proc. of Technical Meeting, Central States Section, Texas, 21-23 March, (2004), A34.
3. I. Prysiazhnevych, V. Chernyak et al. Ukr. J. Phys. **52**, No 11 (2007) 1061-1067.
4. Z. Machala, Ch. Laux, Ch. Kruger, IEEE Trans. Plasma Sci. **33**, No 2 (2005) 320-321.
5. www.specair-radiation.net
6. Biondi M.A. Recombination //Principles of laser plasma. Edited by G Bekefi, John Wiley & Sons, Inc. N-Y, (1976), 416 p.
7. Babich I.L., Boretskij V.F., Veklich A.N. , Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics, **14**, No 6, (2008) 171-173.
8. Prysiazhnevych I.V., Chernyak V.Ya., Olzewskii S.V., Solomenko Ok.V., Ukr. J. Phys **55**, No 10 (2010) 1094-1102.

INFLUENCE OF PLASMA AND RADIO-WAVE PRETREATMENTS ON SEEDS GERMINATION AND SEEDLINGS PHYTOSANITARY CONDITIONS

I.I. Filatova¹, V.V. Azaronok¹, S.V. Goncharik, G.I. Gadzhieva² and
A.G. Zhukovsky²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasti ave. 68, 220072
Minsk, Belarus, filatova@imaph.bas-net.by

²Institute of Plant Protection NAS of Belarus, Mira St. 2, 223011 Priluki, Belarus,
zhukow_a@mail.ru

Last years low- temperature plasma and electromagnetic fields have been successfully applied in agriculture for pre-sowing seed treatment. It has been shown that plasma and radio-wave pre-treatment of seeds stimulate their germination and sprouting process, lead to suppression of fungal and bacterial pathogens that cause various plant diseases /1–4/. At the same time the nature of plasma interactions with biological substances still remains unclear.

In this paper, we have studied the efficacy of low-pressure capacitively coupled RF plasma and RF electromagnetic field treatments of seeds of some important agricultural crops for seed sowing properties improvement.

Seeds of spring wheat, blue lupine and maize were chosen for investigations. Tested species were treated with 5.28 MHz air plasma at a pressure 40 Pa. The discharge was operated between two plane-parallel water-cooled copper electrodes with the diameter of 120 mm placed in a stainless steel vacuum chamber with the inner volume of 53.2 m³ /1/. A distance between electrodes was varied between 20 and 40 mm according to the number and size of the treated seeds. A supplied full specific RF power could be changed in a range 0.1 – 0.7 W/cm³ in dependence on treatment conditions. A Petri dish with seeds to be treated by the plasma was put on the grounded electrode before the vacuum chamber pumping. The exposure duration was 2.5, 5 and 10 min. To study an influence of vacuum on seeds germinating characteristics, a part of tested seeds were kept in vacuum chamber at the operation pressure of 40 Pa for at least 15 min. Under the experimental conditions the gas temperature did not increase beyond 310°C.

The effectiveness of pre-sowing plasma seed treatments was examined by means of evaluation of the laboratory germination ability as well as a level of fungal infection on sprouting seeds for treated and untreated (control) samples. Seeds were grown on a moist filter paper in sterile Petri dishes in a thermostat at 20° C (for wheat and lupine) and 25° C (for maize) under a light-dark regime. The seed germination and the seed infection were estimated after 7 and 10 days incubation for wheat and lupine/maize correspondingly.

It has been found that plasma and radio-wave pretreatments of seeds positively influenced their germination and biometric characteristics of sprouts. The plasma treatment of seeds with low germination ability (spring wheat, maize) stimulated their germination and the early stages of seedling development, while it did not affect negatively the germination of seeds with high germination ability (lupine) (Fig. 1). The seed pre-treatments for 2.5 and 5 min were the most effective for seeds germination enhancement for all species. The seedling of spring wheat was 2.1 cm higher for treated seeds than that in the control (Fig. 1b). The same result was observed for maize seeds as a result of plasma treatment during 2.5 min. Large seedlings have higher survival and growth rates than small seedlings that will provide the good conditions for plant growth at the later stages of ontogenesis.

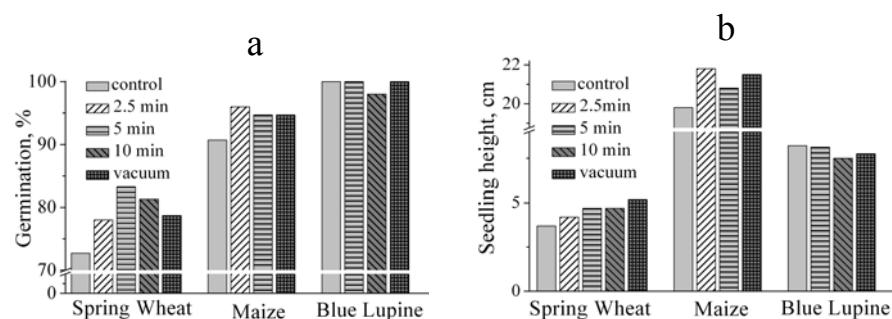


Figure 1. Germination (a) and seedling height (b) of spring wheat, maize and blue lupine as a result of plasma and vacuum seed pre-treatments

The control seeds of spring wheat were infected mainly with *Fusarium spp.* and *Alternaria spp.*, seeds of maize – with *Fusarium spp.* and *Penicillium spp.*, blue lupine seeds – with pathogenic fungi *Colletotrichum gloeosporioides* and *Kabatiella caulincola*, saprophytic fungi (*Alternaria spp.*, *Cladosporium spp.*, *Mucor spp.*, *Penicillium spp.*) and bacteria. The results of plasma and radio-wave treatment of seeds against fungi and bacteria are presented in Fig. 2 – 4.

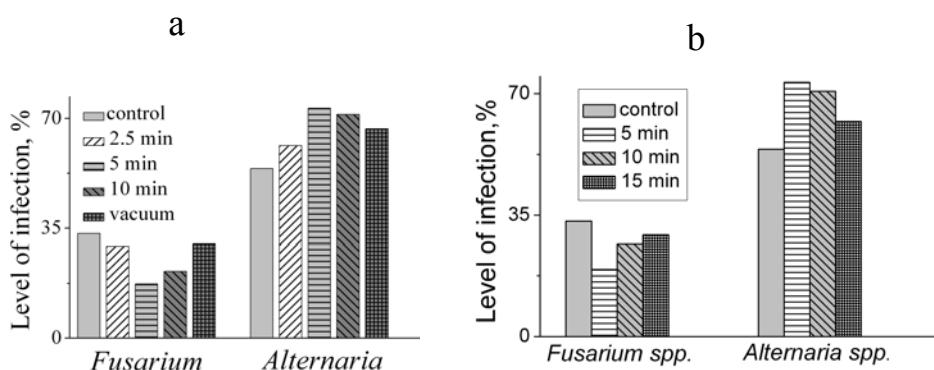


Figure 2 Seeds infection level of spring wheat with pathogenic fungi and bacteria as a result of plasma (a) and radio-wave (b) pretreatments

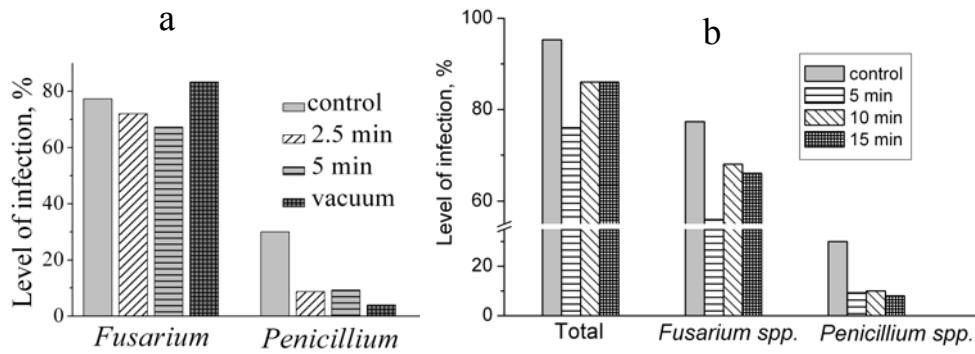


Figure 3 Seeds infection level of maize with pathogenic fungi and bacteria as a result of plasma (a) and radio-wave (b) pretreatments

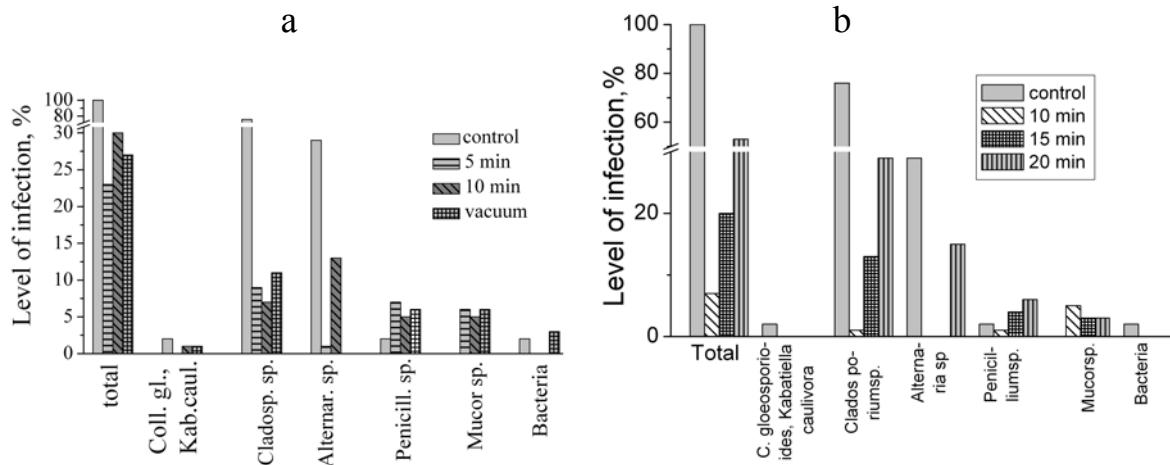


Figure 4 Seeds infection level of blue lupine with pathogenic fungi and bacteria as a result of plasma (a) and radio-wave (b) pretreatments

The wheat seeds exposure to plasma for 10 min resulted in decrease of *Fusarium* by 17 %. The maize seeds treatment suppressed by 12% and 20% *Fusarium* and *Penicillium* correspondingly (Fig. 2a, 3a). A significant decrease (by 77%) was observed in the total infection level of blue lupine seeds after the treatments both for plasma treated seeds during 5 min and for seeds exposed to electromagnetic field during 10 min (Fig. 4). At the same time no fungicidal effect on the spring wheat seeds was observed against *Alternaria* (Fig. 2). We have even observed a stimulative effect on *Alternaria* growth after the treatments. This fact needs additional further investigations for verification.

Conclusions

This study shows that the low temperature air plasma pre-treatment of seeds of some important agricultural crops is an effective tool against a number

of pathogenic fungi and bacteria that cause severe plant diseases. The treatment improves germination percentage, shoot and root growth for seeds with low germination ability (spring wheat and maize). The most effective fungicidal and bactericidal effects achieved for the seeds with high germination ability. It was observed drastic reduction of the total infection level of blue lupine seeds that decreased from 100% in the control up to 23% for the plasma treated seeds during 5 min. Similar results were observed for radio-wave treatment. The radio-wave pre-treatments of seeds for 5 – 10 min were the most effective for both seed germination enhancement and fungal infection reduction on sprouting seeds. Further studies are necessary for the other crops or groups of crops with different germination ability to explain the observed inability of the plasma treatment to suppress growth of *Alternaria spp.* on the tested spring wheat seeds.

Acknowledgements. This work is partly supported by the Belarusian Republican Foundation for Fundamental Research under the grant No Ф11СРБ-015.

References

1. **Z. Machala et al.** (eds.), *Plasma for Bio-Decontamination, Medicine and Food Security*, p. 469, (NATO Science for Peace and Security Series A: Chemistry and Biology, Springer, Berlin, 2012).
2. **A. Dubinov, E. Lazarenko, and V. Selemir**, IEEE Trans. Plasma Sci. 20, 180 (2000).
3. **M. Selcuk, L. Oksuz, and P. Basaran**, Bioresource Technology, 99, 5104 (2008).
4. **S. Živković et al.**, Seed Science and Technology, 32, No. 3, 693 (2004).

FUNCTIONALIZATION OF POLYPROPYLENE NONWOVEN BY DBD AND DCSBD PLASMA MEDIATED SILVER AND GOLD DEPOSITION

M. Kostic¹, B.M. Obradovic², M.M. Kuraica², N. Radic³, B. Dojcinovic⁴, M. Černák³

¹Faculty of Technology and Metallurgy, University of Belgrade, Karnegijeva 4, 11000 Belgrade, Serbia, kostic@tmf.bg.ac.rs

²Faculty of Physics, University of Belgrade, POB 368, 11000 Belgrade, Serbia, obrat@ff.bg.ac.rs, kuki@ff.bg.ac.rs

³Masaryk University, Faculty of Science, Department of Physical Electronics, Kotlářská 2, 61137 Brno, Czech Republic, nina.radic23@gmail.com

⁴Institute of Chemistry, Technology and Metallurgy, Center of Chemistry, Studentski trg 12-16, 11000 Belgrade, Serbia, bmatic@chem.bg.ac.rs

Introduction

Nonwoven fabrics may be manufactured inexpensively so that they can be used in disposable products that are discarded after only one or a few uses. Polypropylene (PP) nonwoven fabrics, selected for this study, are used in disposable absorbent articles, such as diapers, feminine care products and wipes, as well as hospital healthcare textiles, such as beddings, curtains, uniforms, towels, etc. Nonwoven in such applications is exposed to microbial contamination and all negative effects that cause (i.e. deterioration, odours, health risk) /1/. Among numerous ways by which antimicrobial properties can be accomplished in textiles, plasma-based treatments combined with deposition of different antimicrobial agents deserve special attention due to some unique properties and growing demands on the environmental friendliness of finishing processes for surface modification and coating of textiles /2,3/.

In this paper we present a comparative study on functionalization of PP nonwovens by different plasma treatments: volume dielectric barrier discharge - DBD and diffuse coplanar surface barrier discharge - DCSBD followed by silver ions and gold nanoparticles (AuNPs) deposition onto the plasma activated fabric surface from aqueous solution. A series of the DBD and DCSBD fabric treatments were done in order to determine the most suitable experimental conditions for the plasma activation of the fabric surface.

Experimental

The tested fabric was commercial spun-bonded PP nonwoven fabric with a fabric weight of 50 g/m² and a thickness of 271±22 µm.

In this work, two different plasma sources, volume dielectric barrier discharge and diffuse coplanar surface barrier discharge, both working in air at ambient

temperature and pressure, were used for PP nonwoven activation, i.e. generation of active groups on its surface, in order to achieve better deposition of Ag ions and AuNPs. **DBD treatment:** The discharge is generated in a parallel plane discharge configuration consisting of two aluminum electrodes (8.0 x 8.0 cm), both covered by a 0.65 mm thick Al₂O₃ ceramics layer (10.5 x 10.5 cm). The bottom electrode is covered with spherical zeolite granules, in one layer, to avoid problems with humidity and to maintain a homogeneous discharge (for detailed description see literature /3/). The PP nonwoven sample strips (15 x 80 mm) were treated for 15, 30, 60, and 120 seconds using plug-in energy density of 1.8, 3.6, 7.2 and 14.4 J/cm², respectively. **DSCBD treatment:** Plasma treatment was implemented by the DCSBD technology on a laboratory scale. Detailed description of DCSBD electrode design, consisting of 19 pairs of silver strip electrodes, is given in literature /4/. A DCSBD discharge with a surface power density of 2.0 W/cm² was ignited, and after stabilisation of the discharge current, the PP nonwoven sample was brought into contact with the DCSBD electrode system surface using a sample carrier. Treatment time, from 3 to 24 seconds (6 – 48 J/cm²), was measured as the contact time of the sample with the plasma.

SEM, AFM, ATR-FTIR, water absorption, and Ag ions/AuNPs uptake were used to assess the surface changes on the PP nonwovens due to the plasma treatment, as well as durability of achieved treatment effects. Antimicrobial activity of Ag ions and AuNPs loaded PP nonwovens against different pathogens: *Staphylococcus aureus*, *Escherichia coli*, as well as durability of obtained effects, were evaluated *in vitro*.

Results and discussions

Plasma treatment induced a significant change in the chemical composition of the surface of PP nonwoven (the characteristic bands of oxygen containing functionalities were identified in the ATR-FTIR spectra), data nor shown. The formation of new carbonyl and carboxyl groups led to an increase in hydrophilicity of PP nonwoven as was confirmed by increase in water absorption. Figure 1 shows the effects of plasma treatment time on the water absorption by DBD and DCSBD plasma activated PP nonwoven fabrics. For the DBD and DCSBD treated fabrics, it is evident from these data that the water absorption i.e. hydrophilicity, gradually increased with increasing treatment time. In the case of DCSBD modified nonwoven a good hydrophilization effect was obtained after exposure of 12 s (24 J/cm²), and with prolonged plasma treatment the water absorption did not change significantly. In the case of the volume DBD modified nonwoven a good hydrophilization effect was obtained only after exposure of 15 s (1.8 J/cm²). With prolonged plasma treatment the

water absorption changes significantly (water absorption up to 270 %).

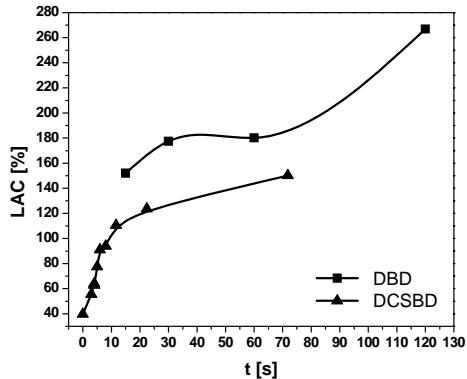


Fig. 1. The effect of treatment time on the water absorption by DCSBD and DBD plasma activated PP nonwoven fabrics.

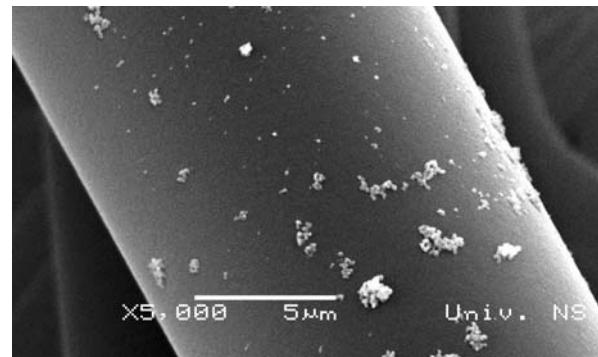


Fig. 2. SEM image of 120 seconds plasma treated PP by DBD and with deposited AuNPs.

New functionalities introduced to the fabric surface, and subsequently increased hydrophilicity induced by plasma treatment enhanced deposition of AuNPs and Ag ions onto PP fibers, which was confirmed by SEM (Fig.2.) and ICP-OES analysis (Figs.3 and 4). The content of Au on the DBD treated PP fibers was almost 4 times higher compared to untreated PP fibers, whereas on the DCSBD treated PP fibers the content was almost 3 times higher than on untreated PP fibers (Fig.3). In the case of Ag deposition (Fig. 4), the content of Ag ions on the DBD and the DCSBD treated PP was almost 4.5 times and 5 times higher than on untreated PP, respectively.

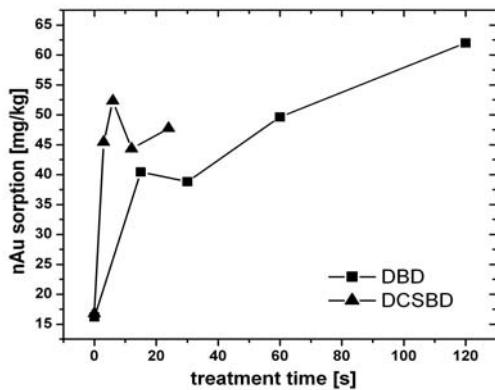


Fig. 3. Quantity of Au on the AuNPs loaded DBD and DCSBD treated PP nonwovens.

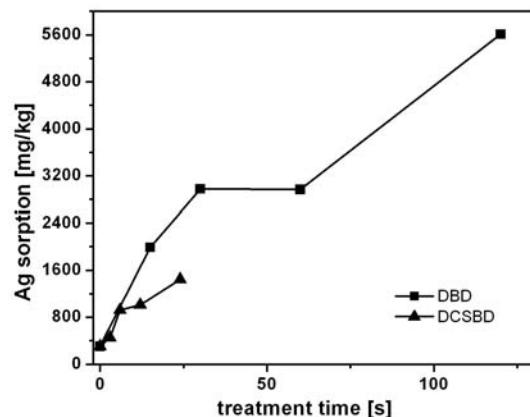


Fig. 4. Quantity of silver ions absorbed onto PP nonwoven after plasma pretreatment by DBD and DCSBD.

Results of antimicrobial tests show that incorporation of gold nanoparticles and silver ions in PP nonwovens leads to the generation of antimicrobial

materials having activity against a broad spectrum of microbes (Gram-negative bacteria strains – *E. coli*, Gram-positive bacteria strains – *S. aureus*, and yeast – *C. albicans*). There is no clear dose dependant antimicrobial activity but the quantity of bonded silver ions, in all cases, is enough to develop desirable antimicrobial activity in the silver-loaded PP nonwovens. Stability of achieved antibacterial activity regard to rinsing was investigated and obtained results indicate that the obtained antibacterial activity of silver and gold-loaded PP nonwovens was stable in regard to rinsing.

Conclusions

The potential of modified volume dielectric barrier discharge and diffuse coplanar surface barrier discharge in air, at atmospheric pressure, for treatments PP nonwoven fabrics to improve their wettability and AuNPs and silver deposition was demonstrated. The PP nonwovens prepared by DBD and DCSBD mediated silver and gold nanoparticles deposition show antimicrobial activity against tested pathogens: *S. aureus*, *E. coli*, and *C. albicans* under *in vitro* conditions.

Acknowledgments: This work is supported by the Ministry of Education and Science of the Republic of Serbia (Projects OI 171034 and OI 172029).

References

1. **John M.J., Anandjiwala R.D.** “Surface modification and preparation techniques for textile materials” in *Surface modification of textiles*, Wei Q. Ed., Woodhead Publishing Ltd, Cambridge (2009) 1-25.
2. **Hossain M.M., Herrmann A.S., Hegemann D.** Plasma Process. Polym., **13** (2006) 299-307.
3. **Kostić M., Radić N., Obradović B.M., Dimitrijević S., Kuraica M.M., Škundrić P.** Plasma Process. Polym., **6** (2009) 58–67.
4. **Šimor M., Ráhel' J., Vojtek P., Černák M., Brablec A.** Appl. Phys. Lett. **81** (2002) 2716-2718.

ПРОЦЕССЫ ЛАЗЕРНОЙ ЭРОЗИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИНТЕНСИВНЫХ 20 НС ИМПУЛЬСОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКИЕ МИШЕНИ

В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович

НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белгосуниверситета,
ул. Курчатова 7, 220108 Минск, Беларусь, kozadaeff@mail.ru

Abstract. Using the technique of direct registration, the time dependences of integral glow of erosional laser jets of metals exposed to intense 20-ns laser pulses have been determined.

Области эффективного использования лазерных технологий весьма разнообразны: обработка материалов, связь, медицина, военная техника и многое другое. При этом лазерная обработка материалов в настоящее время является высокоразвитой отраслью промышленности и продолжает интенсивно совершенствоваться /1-2/. Возможность получения высокой концентрации светового излучения в узких пространственных, временных и спектральных диапазонах открыла новые перспективы для поверхностной и объемной локальной обработки материалов, бесконтактной диагностики быстропротекающих процессов и управления ими, прецизионных измерений и т.д.

Для разработки новых прецизионных технологий лазерной обработки металлов с помощью современных частотных лазеров большой практический интерес представляет оперативный контроль энергетических, спектральных, пространственных и временных характеристик нестационарных плазменных образований, формирующихся в процессе лазерного воздействия

В качестве металлических мишеней выбраны свинец, цинк и никель, которые за счет существенных различий в оптических и теплофизических характеристиках (см. таблицу 1) позволяют на качественном уровне говорить о закономерностях протекания процессов лазерной эрозии для металлов в целом. Это обусловлено тем, что цинк имеет самую малую разность температур плавления и испарения, при достаточно низкой теплоте испарения; свинец наиболее легкоплавкий, но с высокой температурой кипения; никель имеет высокие значения температуры плавления, испарения и удельной теплоты испарения. При этом металлы имеют близкие коэффициенты отражения, т.е. первоначально поглощают приблизительно одинаковую долю энергии воздействующего импульса.

Таблица 1. Термофизические характеристики металлов /3/

Металл	Температура плавления, °C	Удельная теплота плавления, кДж/моль	Температура испарения, °C	Удельная теплота испарения, кДж/моль	Коэффициент отражения на длине волны $\lambda=1000\text{нм}$, %
Ni	1455	17,8	2800	380,6	72
Pb	327	4,772	1751	179,5	80
Zn	420	7,28	907	114,7	69

Процесс формирования ЭЛФ металлов при воздействии 20-ти наносекундных лазерных импульсов высокой плотности мощности ($10^8 - 10^{10} \text{ Вт}/\text{см}^2$) качественно отличается как от случая миллисекундных (и длительнее) импульсов умеренной плотности мощности ($10^5 - 10^8 \text{ Вт}/\text{см}^2$) /4/, так и от воздействия фемто- и пикосекундных импульсов высокой плотности мощности /2, 4/. Однако, прослеживается значительное сходство характера протекания процессов лазерной эрозии и эволюции плазменного образования по сравнению с режимом воздействия импульсов высокой плотности с длительностью ~ 100 нс.

Результаты изучения временной формы интегральной светимости ЭЛФ при воздействии интенсивных 20-ти наносекундных лазерных импульсов различной плотности мощности на металлические мишени приведены на рис. 1.

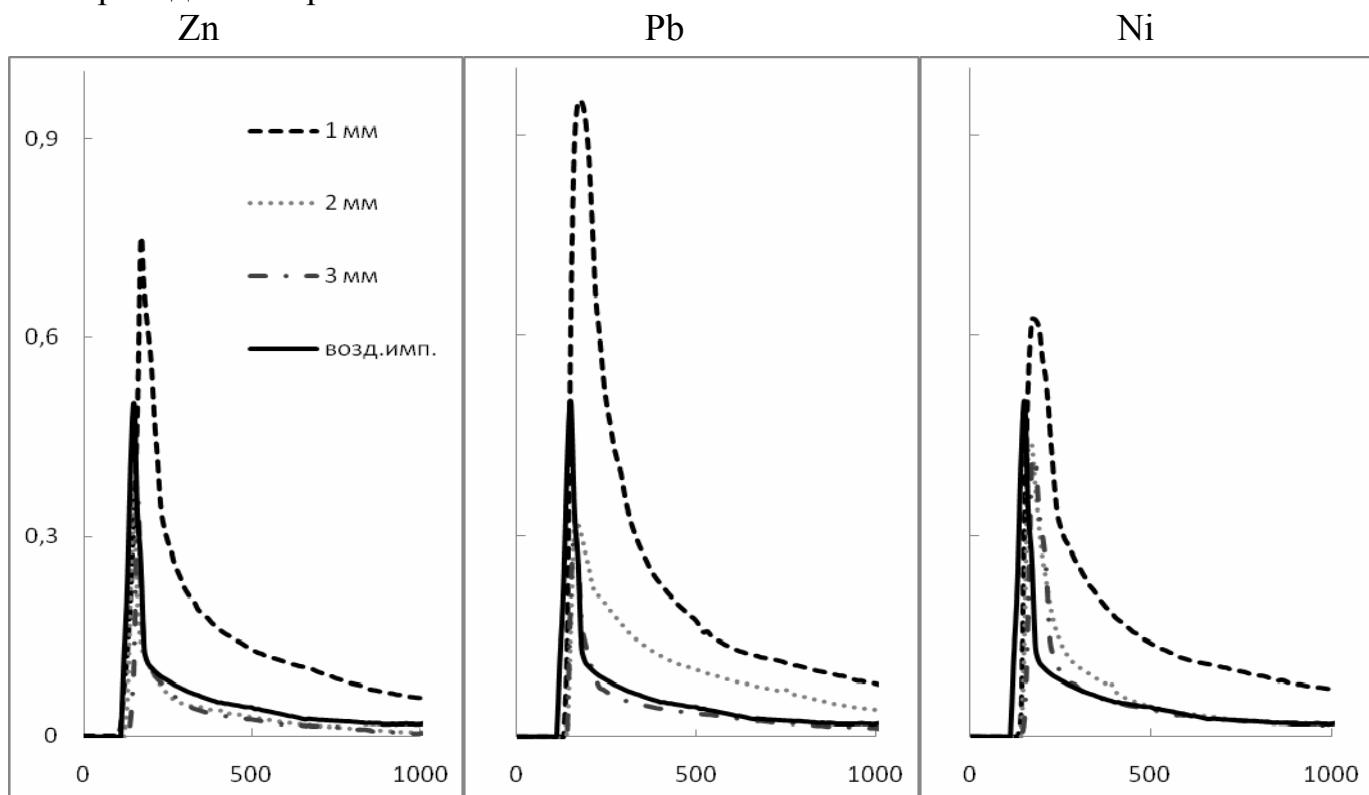


Рисунок 1. Динамика интегрального свечения ЭЛФ металлов
(1 мм, 2 мм, 3 мм – диаметры пятна фокусировки лазерного излучения)

Для всех исследованных металлов прослеживаются следующие закономерности:

– максимумы свечения ЭЛФ для всех плотностей мощности воздействующего изучения задержаны по отношению к максимуму интенсивности лазерного импульса на 20-60 нс, что говорит о том факте, что весь передний фронт действующего излучения беспрепятственно доходит до поверхности мишени;

– при увеличении плотности мощности лазерного импульса до 1 ГВт/см² наблюдается заметное увеличение общей светимости, сопровождающееся существенным затягиванием заднего фронта динамики свечения, что свидетельствует о значительном увеличении максимальной плотности плазменного образования по сравнению со случаями более низкой интенсивности действующих оптических импульсов.

Литература

1. **Рыкалин Н.Н.** Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975.
2. **Третьяков Ю.Д.** Микроструктуры новых функциональных материалов. Выпуск 1. Наноструктурированные материалы. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2006.
3. Таблицы физических величин / под ред. И.К. Кикоин. – М.: Атомиздат., 1976.
4. **Гончаров, В.К.** Воздействие на металлы высокoenергетичных импульсов излучения неодимового лазера различной пространственно-временной формы ИФЖ 5 (2001) 87–97.

STARK BROADENING REGULARITIES WITHIN SEVERAL SPECTRAL SERIES OF NEUTRAL POTASSIUM

I. P. Dojčinović, I. Tapalaga and J. Purić

Faculty of Physics, University of Belgrade, POB 44, 11000 Belgrade, Serbia

Abstract

The electron and proton impact contribution to the Stark widths dependences on the upper level ionization potential for different spectral series of neutral potassium have been studied and discussed. Term structure and temperature influences on the found dependence were also studied. The differences between the found dependences within different spectral series were smaller at high temperatures.

1. INTRODUCTION

It is very convenient for studying Stark broadening parameters regularities to express them as the function of the binding energy of the electron undergoing transition. The upper level ionization potential χ conveys the plasma electric micro-field influence on the electron undergoing transition. The effect of plasma electric micro-field on the Stark broadening of particular line is higher if the bounding energy is lower. This dependence was successfully used recently in a series of papers devoted to the study of regularities within spectral series of Mg I /1/, Be I /2/, He I /3/ and Ca I /4/ where coefficients obtained suggested that the upper level ionization potential χ is an appropriate parameter for studying the Stark broadening behaviour within similar spectra. The aim of this paper is to analyse functional dependence of electron and proton impact contribution to the Stark widths of spectral lines (FWHM) on the upper level ionization potential, within several spectral series of K I. Using the proposed simple model, one can provide Stark broadening data for transitions that have not yet been calculated due to the lack of parameters needed in more complicated models.

Stark broadening data used for the analysis presented in this paper was taken from /5-7/. Most of this data are available online /8/. Data for ionization potential of K I spectral lines were taken from NIST database /9/. A total of 33 spectral lines of K I have been collected and analysed. Within these data the following series have been investigated: 3d-np (2), 3d-nf (2), 4d-np (2), 4p-nd (2), 4p-ns (2), 4s-np (2) and 4d-nf (2). Next to the series notation there is a number in parentheses (2) indicating doublet spectral lines.

2. THEORETICAL BACKGROUND

Similar behaviour of Stark broadening data and χ was found by Purić et al. /10/. This discovery was followed by investigation of analytic relation between Stark widths and χ in paper /11/. The quantum theoretical basics for this relation are given in /12/. The final form of Stark width dependence is given by:

$$\omega = a \cdot \chi^{-b} \quad (1)$$

In this equation, ω is Stark width in rad/s, χ is the upper level ionization potential taken in eV; and a , b are the fitting coefficients independent of χ . In order to investigate this dependence one has to have an accurate database normalised to the same electron density and temperature as it is described elsewhere /1/.

3. RESULTS AND DISCUSSION

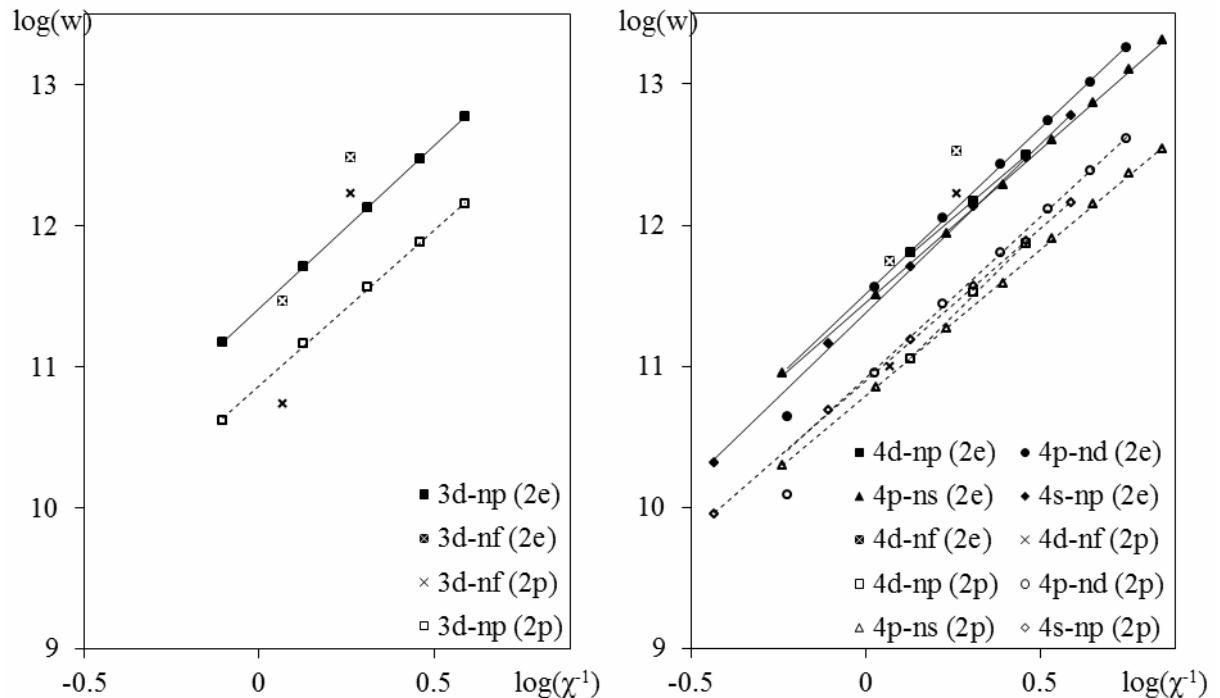


Figure 1 The electron and proton impact contributions to Stark widths (in rad/s) versus inverse upper level ionization potential (in eV) presented in log-log scale for different K I spectral series with principal quantum number of lower level equal to $n=3$ and $n=4$ at temperature 10 000 K. The number 2 in brackets indicates doublets, letters e and p indicate electron and proton contribution respectively.

Normalization of source data was done by custom made software according to the above equations. For all the studied series it was found that the relation given by equation 1 is appropriate for all temperatures in range from 5 000 K to 25 000 K in the case of electron and proton impact contributions. Such dependences of the Stark width on the upper level ionization potential were verified for 33 spectral lines belonging to 7 spectral series studied here. The appropriate dependences expressed by equation 1 for all studied series are given graphically by straight lines in Figure 1.

The electron and proton impact contributions to the Stark widths dependences versus inverse value of the upper level ionization potential given for all investigated spectral series for different K I spectral series with principal quantum number of lower level equal to n=3 and n=4 is presented in Fig. 1, for electron temperature of 10 000 K. The average relative contribution of proton impact is 24% of electron contribution at 10 000 K. Similar regularities were noticed in preceding papers /1-4/. When the studied spectral series were treated separately, the majority of the corresponding coefficients of determinations R^2 were better than 0.99, except for series 4p-nd. The reason for low R^2 value for this series lies in low Stark width for transition 4p-3d because 3d state has no close perturbing f or any other state. For series 3d-nf and 4d-nf coefficients of determination R^2 were not available for only two lines per series existing. It was found, as well, that for 3d- 3f and 4d-3f there are no close perturbing states for 3f transition and so lines obtained were narrower than expected. If 4p-3d transition is excluded from trend analysis, obtained R^2 values for electron contribution are much better, namely, 0.9997 instead of 0.9879 for temperature of 10 000 K. Average relative deviation from the obtained trends for all spectral transitions is approximately 3% at T=10 000 K. In addition to trend analysis, the obtained Stark width dependences on the upper level ionization potential can be used for prediction of Stark widths data for the lines of interest, in astrophysics as well as in atomic physics, not investigated until now.

4. CONCLUSION

Searching for different types of regularities and systematic trends which can simplify complicated theoretical calculations is of great interest. In this work the existence of the functional dependences of Stark widths on the upper level ionization potential was shown for the lines originating from the 7 studied series. These dependences were obtained and found to be of the form given by equation 1. Electron and proton impact contribution to Stark width broadening have the same type of behaviour, but the proton contribution is significantly smaller. They can be used to evaluate the results of Stark broadening data that is

already measured or calculated or for prediction of the Stark widths values for the lines not measured or theoretically calculated until now but belonging to the investigated series.

The best precision can be obtained using the same equation for any particular series separately. In order to achieve better linear fitting for 3p-nd series, transition 3p-3d has to be neglected in the further analysis.

Acknowledgements

This work is financially supported by the Ministry of Education and Science of the Republic of Serbia within the project 171034.

References

1. Tapalaga I., Dojčinović I. P., Purić J., 2011, Mon. Not. R. Astron. Soc., 415, 503
2. Dojčinović I. P., Tapalaga I., Purić J., 2011, Publ. Astron. Soc. Aust., 28, 281
3. Dojčinović I. P., Tapalaga I., Purić J., 2012, Mon. Not. R. Astron. Soc., 419, 904
4. Tapalaga I., Dojčinović I. P., Milosavljević M. K., Purić J., 2012, Publ. Astron. Soc. Aust., 29, 20
5. Dimitrijević M. S., Sahal-Bréchot S., 1984, A&A, 136, 289
6. Dimitrijević M. S., Sahal-Bréchot S., 1987, JQSRT, 38, 37
7. Dimitrijević M. S., Sahal-Bréchot S., 1990, BOBeo, 142, 29
8. Sahal-Bréchot, S., Dimitrijević, M.S., Moreau N., 2012. Stark-B database, [online]. Available: <http://stark-b.obspm.fr> [Feb 13, 2012]. Observatory of Paris, LERMA and Astronomical Observatory of Belgrade
9. Ralchenko Yu., Kramida A. E., Reader J., and NIST ASD Team (2012). NIST Atomic Spectra Database (ver. 4.1.0), [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2012, January 17]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD
10. Purić J., Lakićević I., Glavonjić V., 1979, JPhys, 40, 795
11. Purić J., Lakićević I., Glavonjić V., 1980, PhLA, 76, 128
12. Griem H. R., 1968, PhRv, 165, 258

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОРИСТОСТИ МАТЕРИАЛА ОБРАЗЦОВ НА АБЛЯЦИЮ, ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА И СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.И. Журавлева

Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
zhuravleva@imaph.bas-net.by

Процессы поглощения лазерного излучения пористыми материалами в значительной степени зависят от качества поверхности, размеров пор, структурных неоднородностей /1/, что влияет на интенсивность спектральных линий и приводит к ухудшению метрологических характеристик анализа. В /2/ показано, что при воздействии сфокусированного лазерного излучения с плотностью мощности $1,7 \cdot 10^{11}$ Вт/см² увеличение степени пористости материалов приводит к многократному снижению эффективности использования вещества. Для более детального изучения природы влияния структурных неоднородностей на спектры лазерной плазмы в настоящей работе проведены исследования влияния пористости материала образцов на абляцию, формирование лазерного факела и спектры излучения. Установлено влияние степени пористости материала на абляцию и интенсивность спектральных линий в спектрах эрозионной плазмы, полученной при лазерном воздействии на пористые материалы в различных условиях фокусировки (интервал плотности мощности $2,5 \cdot 10^9$ – $1,7 \cdot 10^{11}$ Вт/см²).

Для получения экспериментальных данных использован частотный двухимпульсный Nd:YAG лазер, дифракционный спектрограф ДФС 458 (обратная линейная дисперсия 0,6 нм/мм), с блоком регистрации на базе ПЗС-линеек. Параметры лазерного излучения при регистрации спектров: длина волны 1,06 мкм, длительность и энергия одиночного импульса 10 нс и 0,04-0,05 Дж, соответственно, временной интервал между импульсами 8 мкс, частота 10 Гц. Плотность мощности изменялась от $1,7 \cdot 10^{11}$ Вт/см² при резкой фокусировке лазерного излучения на поверхность образца до $2,5 \cdot 10^9$ Вт/см² при фокусировке внутрь образца.

Диаметр светового пятна на образце изменялся от 50 мкм при резкой фокусировке до 500 мкм при расфокусировке. Для передачи излучения лазерного факела в спектрограф использовался волоконно-оптический кварцевый световод (с диаметром 600 мкм), расположенный перпендикулярно оси лазерного факела. Каждый спектр формировался при воздействии 20 сдвоенных импульсов в одну точку поверхности образца.

Для исследований использовались металлические прессованные порошки с известным составом и образцы технической керамики (на основе SiO_2 , с примесями Al, Ti –0,02-0,03 %) с пористостью 0, 30, 40 и 50 %, диаметром пор 0, 20, 50 и 100 мкм, соответственно. Средняя относительная погрешность измерения интенсивности линий около 6 %.

Для снижения влияния пористости материала на интенсивность спектральных линий варьировались условия лазерного воздействия на образец с плотностью мощности лазерного излучения в интервале $1,5 \cdot 10^9$ – $1,7 \cdot 10^{11}$ Вт/см². С изменением условий лазерного воздействия: при резкой фокусировке лазерного излучения на поверхность, фокусировке внутрь образца, ослаблении действующего излучения с помощью светофильтра (пропускание 60 %), увеличении временного интервала между одиночными импульсами до 16 мкс, сканировании образца, характер зависимости интенсивности спектральных линий основы-кремния от пористости керамических образцов практически не изменялся, т.е. влияние структурных характеристик материала на спектры сохранялось.

Для проверки влияния размеров пор материала на интенсивность спектральных линий элементов были получены покадровые развертки интенсивности линий в процессе формирования лунки при лазерном воздействии на поверхность керамических образцов, различающихся диаметром пор: 0, 20, 50, 100 мкм. На рис. 1 показано изменение интенсивности линий основы – кремния Si I 250,7 нм (4,95 эВ), Si III 254,2 нм (15,14 эВ) в спектрах, полученных при воздействии сфокусированного лазерного излучения на образцы в процессе формирования лунки, свидетельствующее о влиянии размеров пор на интенсивность линий. (Данные получены без внесения изменений в систему регистрации за счет установки собирающей линзы перед световодом). Из рис. 1 следует, что в процессе формирования лунки с ростом диаметра пор в образцах, особенно, когда диаметр пор становится соизмеримым с диаметром светового пятна, в спектрах наблюдается более резкое снижение интенсивности линий кремния (в 2-3 раза). Особенно это заметно на изменении интенсивности спектральной линии Si 254,2 нм с высокой энергией возбуждения. Исходя из полученных данных, для анализа могут быть рекомендованы только атомные линии с невысокой энергией возбуждения, наименее подверженные влиянию структуры материала, что подтверждает результаты работы /3/.

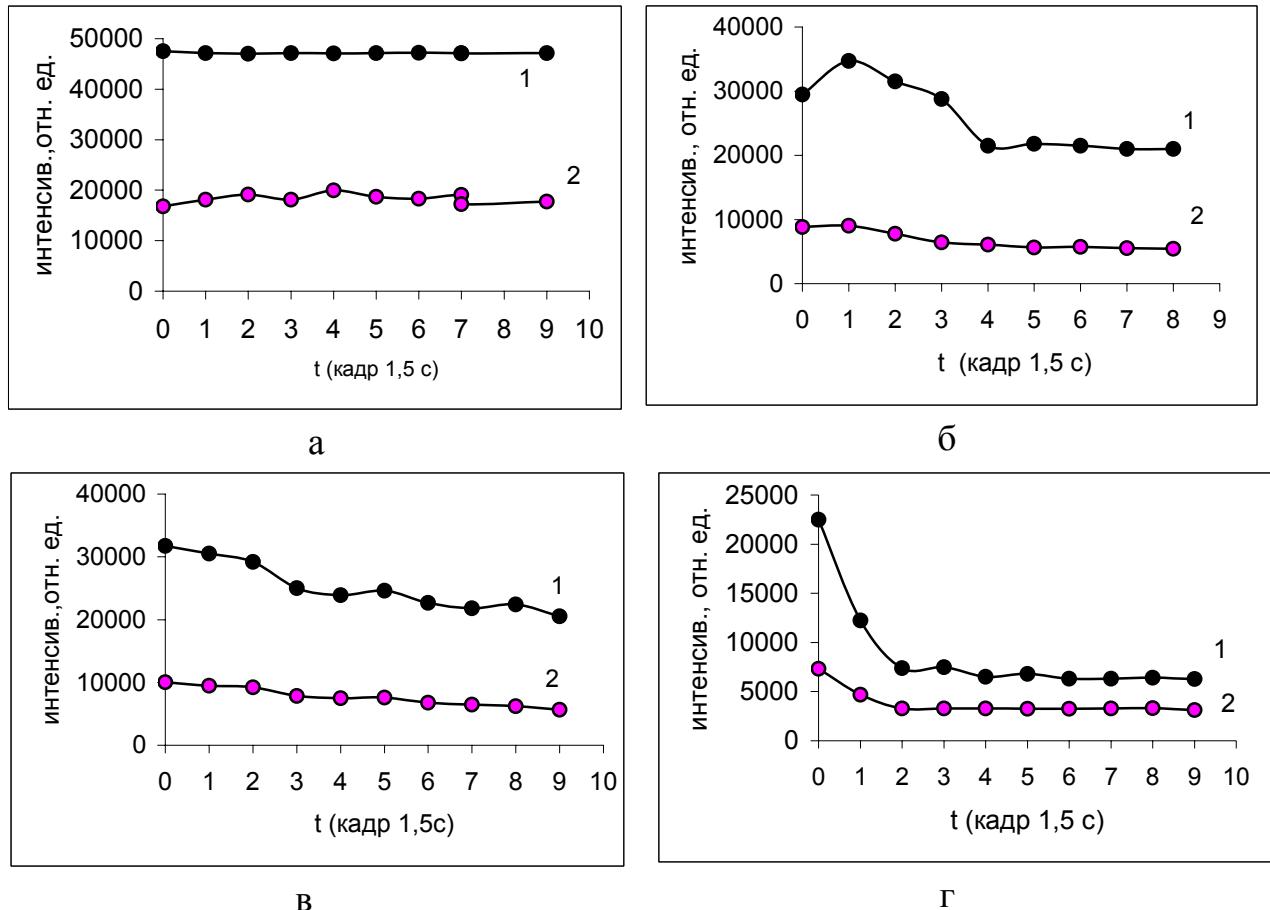


Рис. 1 Изменение интенсивности линий Si 250,7 нм (1), Si 254,2 нм (2) в спектрах в процессе формирования лунки при воздействии сфокусированного лазерного излучения на керамические образцы, различающиеся диаметром пор: 0 (а), 20 (б), 50 (в), 100 мкм (г).

На рис. 2 показана зависимость интенсивности линий основы Si I 251,6 нм, Si I 250,7 нм, Si I 252,4 нм от степени пористости образцов в спектрах, полученных при двух способах фокусировки лазерного излучения: резкой фокусировке на поверхность образцов (а) и фокусировке внутрь образца (б). Рисунок 2 свидетельствует о том, что при лазерном воздействии на пористую керамику в интервале плотности мощности $2,5 \cdot 10^9$ – $1,7 \cdot 10^{11}$ Вт/см² наличие пористости способствует росту интенсивности линий основы-кремния. Интенсивность указанных спектральных линий кремния с ростом степени пористости от 0 до 50 % повышается в среднем в 1,5- 2 раза при двух способах фокусировки. Данные получены при внесении изменений в систему регистрации за счет использования дополнительной собирающей линзы, расположенной перед световодом (при этом излучение от разных зон лазерного факела

интегрируется). В спектрах металлических образцов с пористостью от 20 до 42 % зависимости интенсивности линий от степени пористости выражены слабее.

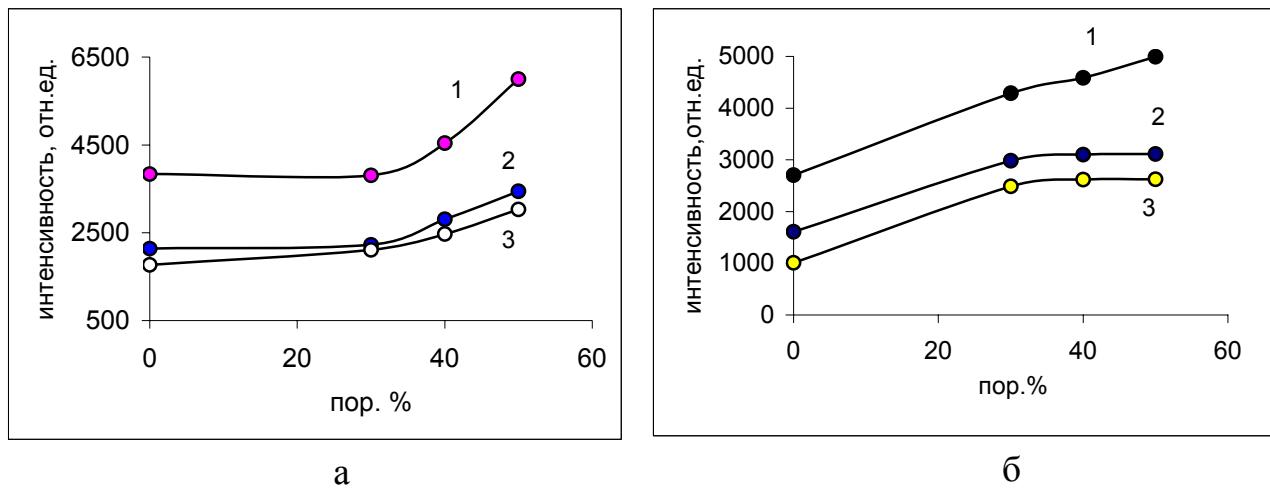


Рис. 2 Зависимость интенсивности линий Si I 251,6 нм, Si I 250,7 нм, Si I 252,4 нм основы-кремния от степени пористости в образцах керамики, полученная при резкой фокусировке лазерного излучения на поверхность (а) и фокусировке внутрь образца (б).

Установлено, что при воздействии сфокусированного лазерного излучения сдвоенных импульсов с плотностью мощности $2,5 \cdot 10^9$ - $1,7 \cdot 10^{11}$ Вт/см² на образцы керамики с пористостью от 0 до 50 % интенсивность спектральных линий основы-кремния возрастает в 1,5-2 раза в спектрах излучения эрозионных факелов за счет увеличения удельной поверхности материала. Результаты представляют собой основу для спектроскопического метода определения степени пористости материалов.

Список литературы

1. **Воробьев В.С.** УФН, **163** (12), (1993) 51-83.
2. **Zhuravleva V.I.** Contributed papers of the VII International Conference Plasma Physics and Plasma Technology, Minsk, Belarus, September 28-October 2, 2012. (в печати)
3. **Zhuravleva V.I., Ershov-Pavlov E.A., Boiko A.A., Poddenezhny E.N.** International Conference “Optical Techniques and Nano-Tools for Material and Life Sciences”, Contributed papers. Minsk. **1** (2010) 78-81.

MORPHOLOGY OF WTi THIN FILM PROCESSING BY FEMTOSECOND LASER

S. Petrović¹, B. Gaković¹, D. Peruško¹, M. Trtica¹, B. Jelenković², E. Stratakis³

¹Institute of Nuclear Sciences Vinča, University of Belgrade, POB 522, 11001, Serbia,
spetro@vinca.rs

²Institute of Physics, University of Belgrade, Prigrevica 18, 11000 Belgrade, Serbia

³Institute of Electronic Structure and Lasers, FORTH, Heraklion, Greece

Abstract. In this work we reported the effects of femtosecond laser on the morphology and structure of WTi thin film (thickness of ~190 nm) deposited on single crystal Si(100) wafer. Irradiation was performed in air by linearly polarized and focused femtosecond laser beam. The main characteristics of used laser system: pulse duration 40 fs, pulse repetition rate 1 kHz, wavelength 800 nm. The sample surface was irradiated using maximum energy of 7 µJ per pulse. The results demonstrate the possibility of laser induced periodical surface structures (LIPSS) formation on the thin film surface and on the Si substrate.

Introduction

The interaction of femtosecond, as ultra-fast/short, laser pulses with solid materials is a wide area of research for more than a decade because of a lot of potential in different applications /1/. Femtosecond laser pulses offer the possibility of high localization and extremely high heating rates in the illuminated area of the processed material /2/. By proper selection of the laser parameters, it is possible to produce preferred modifications of the deposited thin film surface and/or the substrate. Among others, lasers induced periodical surface structures (LIPSS), produced by multi-pulse fs laser irradiation, are useful for application in microelectronic and nanotechnology. Tungsten-titanium (WTi) thin film, has a wide usage in industry and technology, mainly in applications where high melting temperature, good thermo chemical stability, low electrical resistivity, high hardness and oxidation resistance are required. In this work we demonstrate the possibility of fs LIPSS formation on the WTi and on the Si substrate, as well as bump arrays (BA) on the Si substrate.

Experimental

Tungsten–titanium thin film was deposited on silicon a substrate by d.c. sputtering of a W/Ti (90/10 wt%) target with argon ions. As the substrate a n-type silicon (100) wafer (0.5 mm thick) was used. The deposition process was carried out in a Balzers Sputtron II vacuum system. The more details about the substrate preparation and the thin film deposition can be found in our previous

publication /3/. The WTi thin films were deposited to a thickness of ~190 nm, measured by a profilometer.

Irradiation of the sample was done with laser source (FEMTOPOWER™ Inc. COMPACT™ PRO) employed a multipass amplified Ti:Sapphite laser at $\lambda = 800$ nm wavelength. The pulse duration, and the pulse repetition rate were 40 fs and 1 KHz, respectively. The linearly polarized laser beam was focused with a quartz lens on the sample mounted to a computer driven translator with high precision in x,y and z directions. The surface of the sample was highly reflective for the used wavelengths. Because of that, the incidence angle of the laser beam was a few degrees different from the normal angle to the surface. Irradiations were carried out in air, at atmospheric pressure, and standard humidity. The laser beam waist at the lens focus was about 30 μm . The minimal and maximal pulse energy (E) per pulse used in the experiment were 0.8 μJ and 7 μJ , respectively. The corresponding laser fluence was calculated from applied pulse energy and beam radius /4/.

First inspection of femtosecond lasers induced morphology was done by optical microscopy. Composition and crystal phases of as deposited WTi thin film were identified by X-ray diffractometry. Surface morphology was monitored by optical and scanning electron microscopy. Scanning electron microscopy was connected to an energy dispersive analyzer (EDX) for determining surface composition of the targets.

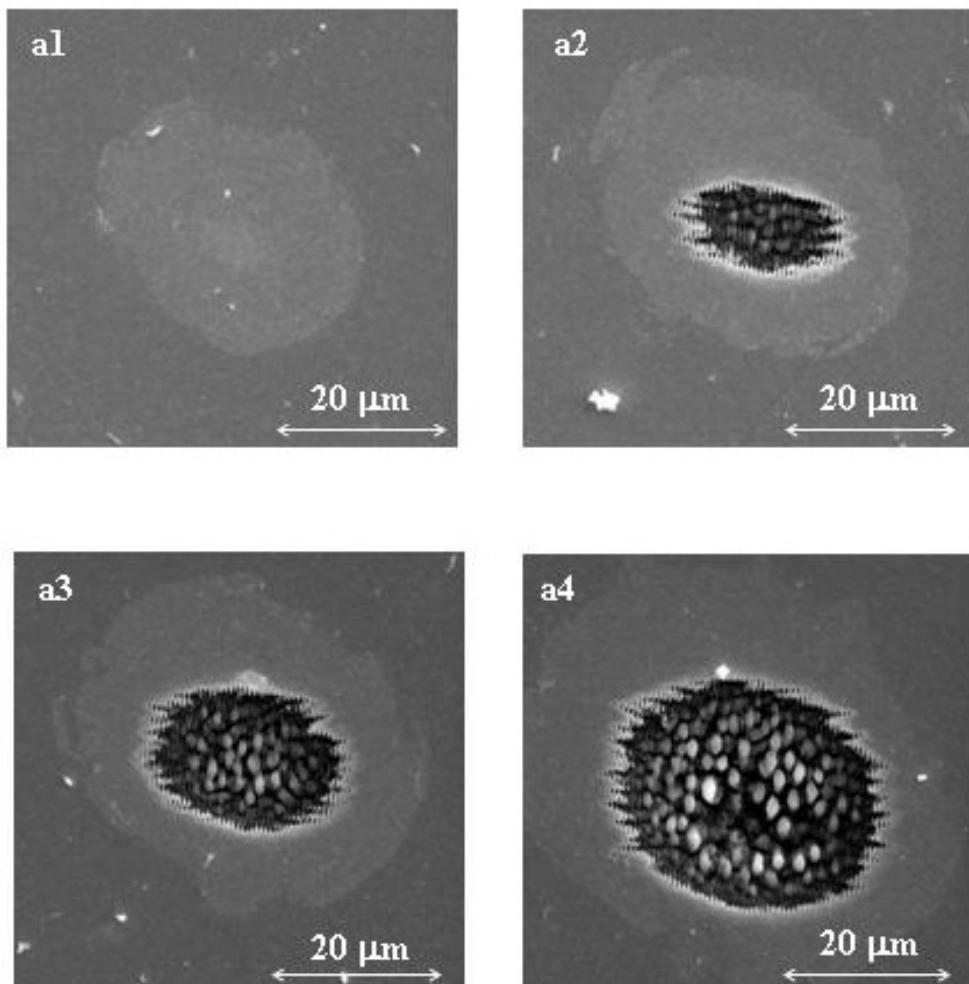
Results and discussion

In case of applying to the sample surface number of laser pulses smaller than 100, in case of all used pulse energies, we have not registered any modification. Also, at the same location, action of 1000 pulses with energy less than 2 μJ , was not given any optically registered changes. Irradiation with 1000 pulses and energy equal and higher than that value, at the modification sites surface modifications were registered (Fig.1). In case of 2 μJ pulse energy, only color/brightness change was observed. Higher pulse energy caused morphological changes and thin film exfoliation in the central part of irradiated zone. At pulse energy greater than 2.8 μJ , morphological changes were appeared on the WTi thin film and on the Si substrate (Fig.1.a2-a4). SEM analysis discovered two different species of morphological changes: laser induced periodical surface structures (LIPSS) and bump arrays (BA). For strong absorbing materials such as metals or semiconductors in most cases, LIPSS are observed with a period Λ close to or somewhat smaller than the irradiation wavelength λ and an orientation perpendicular to the laser beam polarization. In our experiment $\Lambda \sim 700$ nm and orientation was perpendicular to the polarization. It is generally accepted /1,4/ that these LIPSS are cause by

interference of the incident laser beam with a surface electromagnetic wave generated at the surface which might include the excitation of surface plasmon polaritons. BA are formed in the central area on the Si substrate at 4 μ J and higher pulse energy.

Figure 1. SEM micrographs of the WTi/Si after radiation with 1000 pul. Energy:

(a1)



2.8 μ J, (a2) 4 μ J, (a3) 5 μ J and (a4) 7 μ J.

Except morphological examination, EDX analysis were done (Table 1).

Table 1. EDX compositional analysis of WTi/Si sample from three positions, non-irradiated area, from LIPSS and from BA in the crater (pulse energy 5 μ J)

	O	Si	Ti	W	Total
Non-irradiated area	1.02	30.47	7.57	60.94	100.00
LIPSS area	0.86	53.02	5.60	40.52	100.00
BA area	0.94	96.23	0.23	2.60	100.00

Processing option: All elements analysed (Normalised), all results in weight%.

Apart from irradiation of the sample surface at the same area with 1000 pulses, we performed surface irradiation using scanning mode, with laser beam linear movement (Fig. 2). Pulse energy was kept constant the same as in the previous irradiation and laser beam was moved with constant velocity of 0.5 mm/s. LIPSS were formed at the thin WTi film on the edge of scanning path. The period Λ was similar to previously observed.

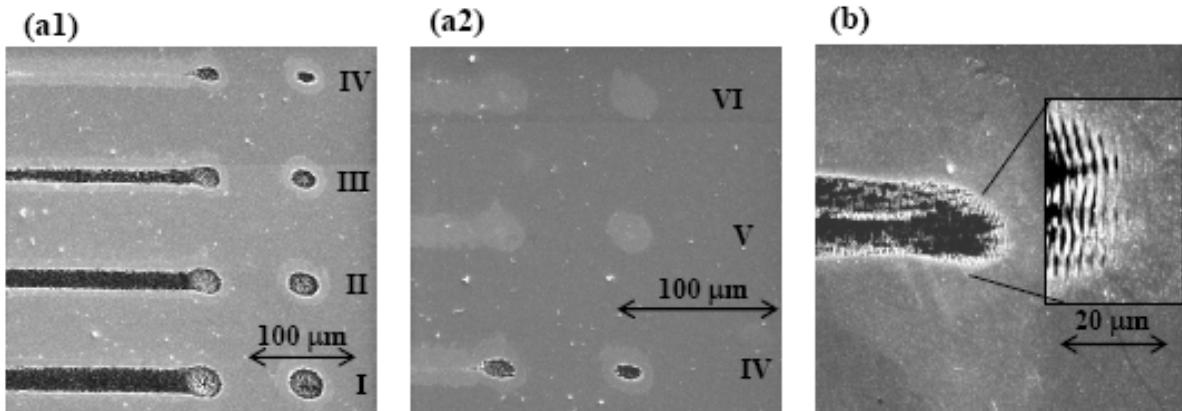


Figure 2. SEM micrographs of WTi/Si after irradiation in scanning and in static mode: (a1 and a2) I –VI lines (0.5 mm/s) and spots (1000 pulses) are produced with energies of 7, 6, 5, 4, 3 and 2.8 μJ , respectively. (b) Magnified part of the sample surface after action of 7 μJ .

Conclusion

In this work we reported effects of 1000 ultra short laser pulses (40 fs) on the WTi/Si system. Thin WTi film, deposited on Si, was irradiated in air by linearly polarized and focused laser beam. The sample surface was modified with pulse energy from 2 to 7 μJ . The result demonstrate possibility of laser induced periodical structures formation on the thin film surface and on the Si substrate. Patterns in shape of bump arrays were formed on the Si substrate. In the experiment registered LIPSS period was close to the irradiation wavelength and orientation was perpendicular to the laser beam polarization. We also performed surface irradiation with laser beam linear movement with constant velocity of 0.5 mm/s. In this case LIPSS were also registered.

References

1. D. Baurle, Laser Processing and Chemistry, in Springer Verlag, Berlin 2000.
2. E.G. Gamaly, Physics Reports, **508**, 4–5 (2011) 91–243.
3. S. Petrović, B. Gaković, D. Peruško, M. Trtica, B. Radak, P. Panjan, Š. Miljanić, Applied Surface Sciences, **254** (2008) 4013–4017.
4. B. Gaković, C. Radu, M. Zamfirescu, B. Radak, M. Trtica, S. Petrović, P. Panjan, F. Zupanic, C. Ristoscu, I.N. Mihailescu, Surface & Coatings Tech., **206** (2011) 411–416.

H_α AND H_β PROFILES IN TOTAL EMISSION SPECTRA OF LASER-INDUCED PLASMAS USED FOR ANALYTICAL APPLICATIONS

K.Yu. Catsalap¹, E.A. Ershov-Pavlov¹, L.K. Stanchits², K.L. Stepanov²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasti ave. 68, 220072 Minsk, Belarus, catsalap@imaph.bas-net.by

²A.V. Lykov Institute of Heat and Mass Transfer of the NAS of Belarus, Brouka st. 15, 220072 Minsk, Belarus, kls@hmti.ac.by

Introduction. The H_α and H_β hydrogen Balmer lines are commonly used for plasma diagnostics in many applications including chemical elemental analysis by optical emission spectroscopy with the sample excitation by laser radiation. For example, the determination of electron number density N_e from the profile of hydrogen Balmer line H_β (486.133 nm) is a well-established and widely used plasma diagnostic technique. In the range 10¹⁶-10¹⁷ m⁻³ the electron density can be determined from H_β line profile with 4-7% accuracy. Obviously, local measurements are necessary, which are very complicated, because of the laser plasma high inhomogeneity and instability. For such plasmas, total emission spectra (integrated along a line of sight during exposition time) can be used to compare them with the spectra pre-calculated for a due set of distributions of the plasma parameters using a numerical model.

In this paper, the numerical modeling of H_α and H_β profiles in the laser plasma emission spectra has been performed for space/time behavior of the plasma expressed in a parametrical form. The plasma properties correspond to the hydrogen-containing laser erosion plasma in excitation conditions typical for analytical applications. Modeled profiles of the lines in the plasma total emission spectra have been fitted to the measured ones by means of changes of the plasma parameters in the model entrance data. The fitting allows performing the plasma local diagnostics, particularly obtaining additional information on the plasma self-absorption in the lines considered and on the following changes in the line profiles and intensity.

Experiment. The laser beam of Q-switched Nd YAG laser (pulse energy and duration 50 mJ and 12 ns, respectively) is focused on a solid sample surface covered with water. Power density is 5 GW/cm² approximately. The conditions of an excitation are close to ones which are typical ones for the laser assisted nanoparticle forming. The observation axis is parallel to sample surface (copper). Two different spectral ranges are used - 400-550 nm (H_β and neutral copper lines) and 550-700 nm (H_α line). The grating PC-controlled spectrometer S150 has a spectral resolution of 0.12 nm. Laser repetition frequency is 10 Hz.

The spectra are averaged on 20 laser pulses. The sketch of the experimental setup is shown on Fig. 1

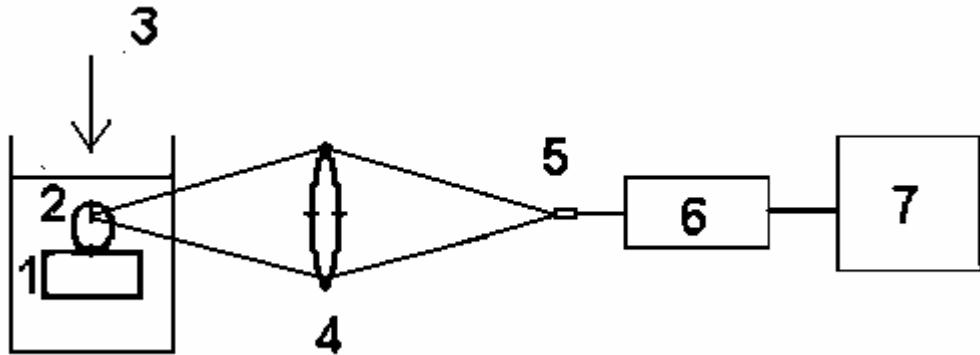


Fig. 1. Experimental setup. 1 – solid sample covered with water, 2 – laser-induced plasma, 3 – laser beam, 4 – condenser, 5 – light fiber, 6 – spectrometer, 7 – PC

Modeling. The laser plasma is assumed as having symmetrical monotonous temperature profile with one maximum along the observation direction. This temperature profile approximates ones of the laser plasma with good accuracy and can be easily parameterized. Halfwidths of local and integrated H_{α} and H_{β} line profiles were obtained by computer simulation and numerical solution of radiation transfer equation respectively. Plasma composition is calculated in assumption that the mixture of hydrogen and oxygen corresponding to thermally decomposed water is under atmospheric pressure and states in local thermodynamic equilibrium. The ratio calculated allows introducing an inhomogeneity correction to the procedure of electron concentration determining by the lines halfwidth. The calculation was performed for wide range of maximal plasma temperature and inhomogeneity parameter values. The broadening data for the hydrogen lines were taken from /1, 2/. The radiation transition model is described elsewhere /3, 4/.

Results and discussion. Inhomogeneity and emission self-absorption distort the measurement data. Generally, an optically “thick” line is broader than an optically “thin” line. Also, emission spectral lines of inhomogeneous plasma are narrower than ones of homogeneous plasma. In a simple case of homogeneous plasma and Lorentz profile one could get an analytical expression which connects line halfwidth and plasma optical thickness /5/.

However, in a case of inhomogeneous laser – induced plasma and complicated line profile of hydrogen line the analytical expression could not be obtained and the dependence can be calculated using a numerical model only. The numerical model we developed allows accounting for the distortions and to measure the values more correctly. Fig. 2. shows an experimental profile of H_{β}

line and its fitting by calculated one. While the recorded profile is slightly asymmetrical one, the spectra coincidence is satisfactory.

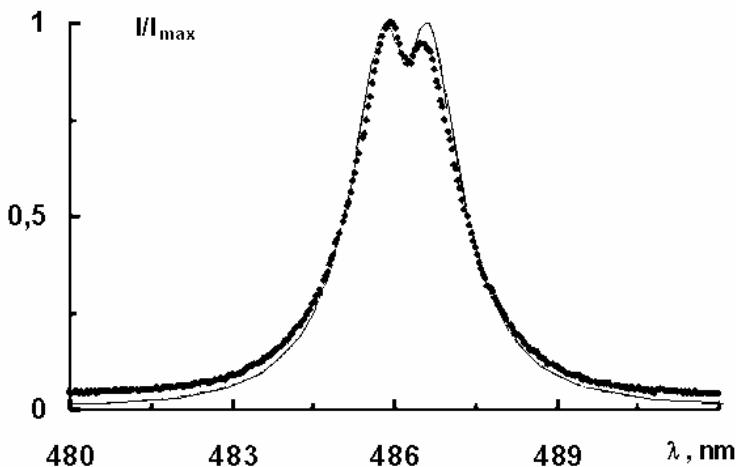


Fig. 2 – Profile of H_{β} line – experiment (dots) and fit (solid)

Using the numerical model the dependence of hydrogen lines reduced halfwidths on plasma inhomogeneity and optical thickness can be obtained. Actually, optical thickness τ affects a relative broadening of a line. Hence it is logical to consider a dependence of halfwidth $\Delta\lambda$ reduced to its optically “thin” value $\Delta\lambda_0$. The dependence for H_{β} is shown on Fig. 3.

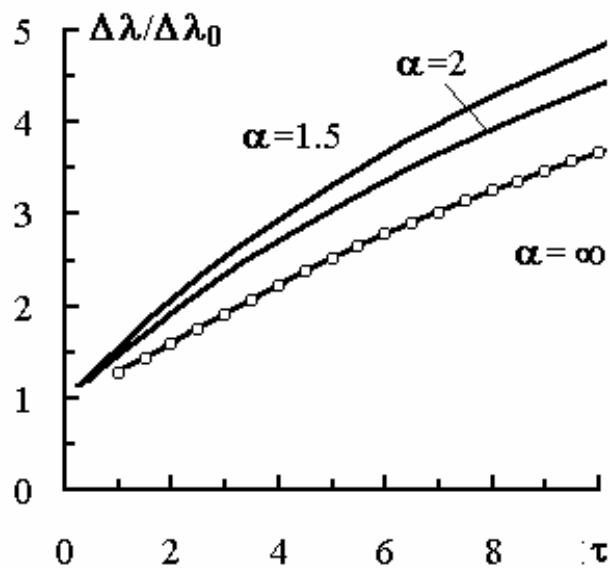


Fig. 3. – Dependence of reduced halfwidth of H_{β} on plasma optical thickness for different inhomogeneity rates. Dots – theoretical approximation

The dependence is corresponding to parabolic temperature profile $T(y)=T_0[1+(y/y_0)^\alpha]^{-1}$, where T_0 – maximal temperature on a line of sight, $2y_0$ – effective plasma size, parameter α describes an inhomogeneity rate ($\alpha \rightarrow \infty$ corresponding to homogeneous plasma).

The profile is common for the laser plasma stages when neutral lines have a maximum of emissivity. From the Fig. 3 one can see that the inhomogeneity distorts line halfwidth greatly, while a calculation corresponds to homogeneous plasma tends to analytical approximation /5/. To perform a measurement one must determine a plasma optical thickness and evaluate a plasma inhomogeneity. The program we developed could fit a recorded profile by altering plasma optical thickness and inhomogeneity rate, allowing measurement of both values. Combining of data from both lines could greatly improve the fitting due to significant difference of optical thickness of H_α и H_β lines.

Conclusion. At present paper the dependence of halfwidth of H_α и H_β lines in emission spectra of laser-induced plasma in water on optical thickness of the plasma. The correction factors accounting for plasma inhomogeneity are calculated. The factors allow getting a halfwidth of the hydrogen lines as if it would be in emission of optically “thin” plasma for diagnostics purposes. Investigation results could be used for a spectroscopic control and diagnostics of laser induced plasma in nanoparticle synthesis processes.

References

1. **Ershov-Pavlov E.A., Catsalap K.Yu., Stepanov K.L., et al.** J. of Appl. Spectros. **69** (2002) 395–401.
2. **Ershov-Pavlov E.A., Katsalap K.Yu., Stepanov K.L., Stankevich Yu.A.** Spectrochim. Acta. Part B **63** (2008) 1024–1037
3. **Griem H.R.** Spectral line broadening by plasma, Academic Press, New York, 1974.
4. **Kasabov G. A., Yeliseev V.V.** Spectroscopic tables for low-temperature plasma /[in Rus.] Касабов Г.А., Елисеев В.В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. Москва, Атомиздат 1973
5. **Amamou H., Bois A., Ferhat B. et al.** JQSRT **75** (2002) 747–752

ПРОГРАММНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ АНАЛИЗА ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ПО ИХ ЭМИССИОННЫМ СПЕКТРАМ

Л.К. Станчиц¹, Ю.А. Станкевич¹, К.Л. Степанов¹, Е.А. Ершов-Павлов²,
К.Ю. Кацалап²

¹Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, ул. Бровки 15, 220072 Минск,
Беларусь, kls@hmti.ac.by

²Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
ershov@imaph.bas-net.by

Abstract. The description of the program complex for the analysis of metal alloys on their laser-induced spectra is submitted.

Лазерно-индукционная эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС, или LIBS – Laser-Induced Breakdown Spectroscopy) получает все более широкое применение при анализе элементного состава веществ /1-3/. Возбуждение эмиссионного спектра исследуемого вещества в этом случае осуществляется за счет воздействия на образец короткого остросфокусированного лазерного импульса, благодаря которому образуется эрозионная лазерная плазма с составом, как предполагается, аналогичным составу образца (стехиометрическая абляция).

Анализ излучения плазмы путем идентификации спектральных линий с линиями из предварительно созданных баз спектральных линий химических элементов позволяет определить элементный состав образца.

Данные по спектральным линиям и тем или иным их характеристикам могут быть найдены, например, в /4,5/. Однако там они представлены в виде, не очень подходящем для использования в компьютерных кодах.

В этой связи нами скомпилированы три базы спектральных линий в диапазоне 200 - 800 нм: **STRONG**, **PERSIST**, **KURUCZ**. Для их создания привлекались все доступные литературные источники и ресурсы Internet.

б). База STRONG – «сильных» линий (2561 линия) – основана на источниках NIST США. В ней представлены длины волн линий, принадлежность тому или иному элементу (иону) и их интенсивность.

б). База PERSIST – база «чувствительных» линий (520 линий). При анализе спектров образцов сложного состава обычно наблюдается небольшое количество интенсивных линий элементов даже при относительно низких концентрациях их в образце. Эти линии принято называть «чувствительными» (persistent lines). Хотя наличие того или иного числа «чувствительных» линий зависит от особенностей эксперимента, может быть оп-

ределена небольшая группа таких линий, наблюдаемых в широком диапазоне экспериментальных условий.

В число наиболее сильных чувствительных линий, как правило, включают одну или несколько резонансных линий каждого элемента. Большинство их имеет длину волны <200 нм. В таких случаях нами добавлен в базу ряд сильных линий с большими длинами волн.

База «чувствительных» линий **PERSIST** содержит данные по принадлежности спектральной линии к элементу (иону), длину волны, интенсивность, вероятность перехода (10^{-8} с^{-1}), энергии (см^{-1}) и полные моменты нижнего и верхнего уровней для нейтралов и первых ионов Mg, Al, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Se, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, In, Sn, Cs, W, Os, Ir, Pt, Au, Pb, Bi, Si.

в). База **KURUCZ**, скомпилированная на основе данных /5/, содержит 80783 линии в диапазоне длин волн 200 – 800 нм элементов H, Be, B, C, N, O, F, Na, Mg, Al, Si, P, S, Cl, K, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, Sn, W, Au, Hg, Pb, Bi и их первых ионов.

Кроме информации о принадлежности к элементу(иону), длинах волн линий, интенсивностях, в эту базу включены логарифмы произведения силы осциллятора на статвес нижнего уровня, энергии нижнего и верхнего уровней, их конфигурации, термы и значения полного момента.

Полнота и точность представленных в базах величин является критичной при использовании их в спектральном анализе. К сожалению, в большинстве случаев они не очень высоки, а иногда такая информация вообще отсутствует. Поэтому базы спектральных линий не являются окончательными и постоянно пересматриваются и дополняются.

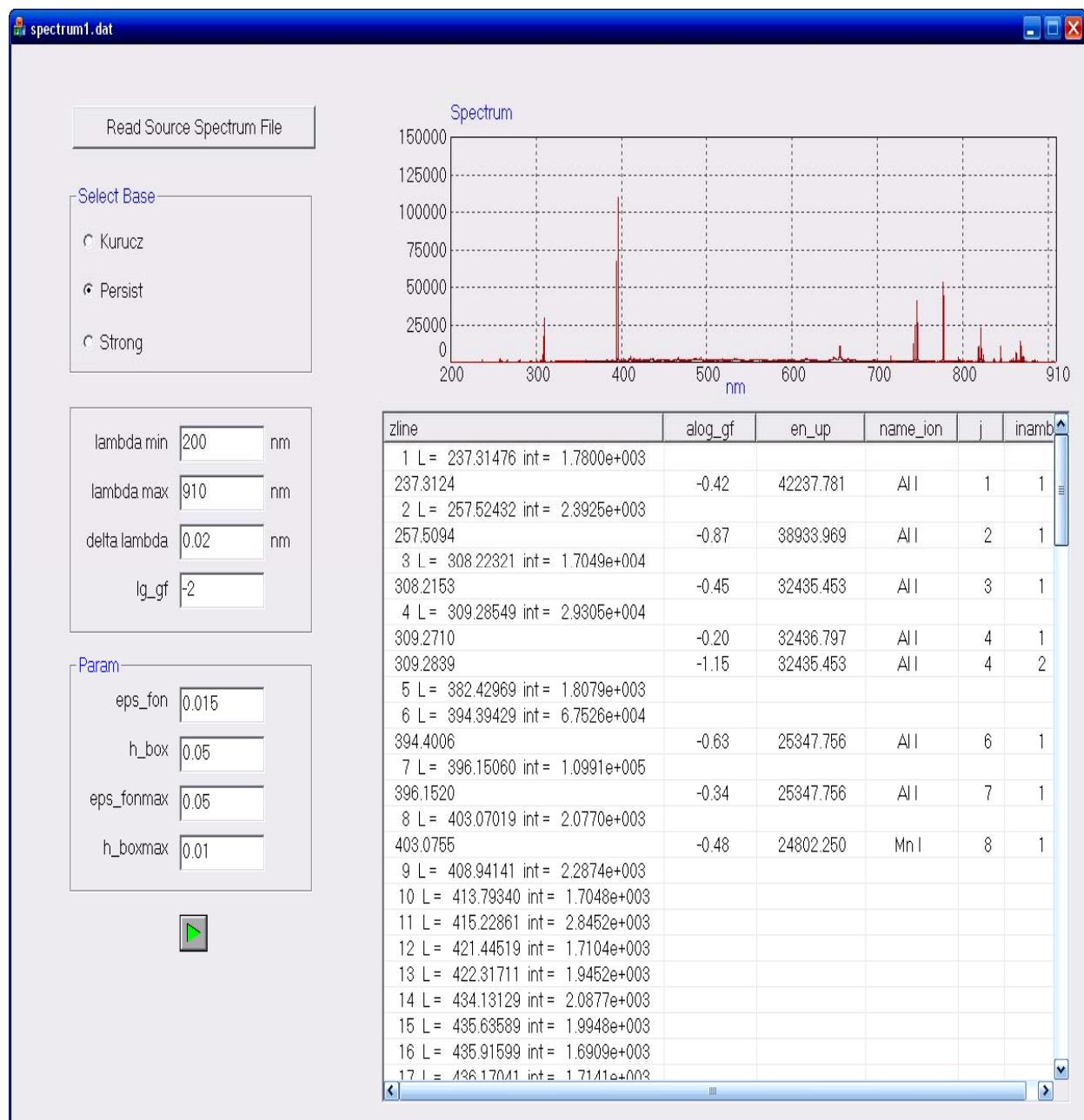
Структура программы поиска спектральных линий элементов и их идентификации представляет собой последовательность следующих операций:

1. Чтение файла исходных данных измерений.
2. Нормировка спектра, состоящая из этапов:
 - а) определение абсолютного минимума спектра и сдвиг всего спектра на величину абсолютного минимума;
 - б) определение абсолютного максимума спектра и нормировка спектра на максимум интенсивности.
3. Поиск локальных максимумов и их сравнение со спектральными линиями из или иной базы спектральных линий, попадающих в динамический диапазон поиска

Локальные максимумы можно определить, сравнивая интенсивности в четырех точках (слева в точках с номером отсчета $i-2, i-1$ и справа в точках $i+1, i+2$) и вводя количественную характеристику «контрастности» максимума, определяемую как величина падения интенсивности (отнесен-

ная к величине интенсивности в анализируемой точке) на двух спектральных интервалах справа и слева. Анализ показал, что целесообразно задавать уровень контрастности $\sim 2 - 5\%$ от локального максимума. Если минимальное значение (из величины падения справа и слева по двум спектральным интервалам) превышает это значение, с достаточной вероятностью данный локальный максимум можно интерпретировать как спектральную линию.

Опишем кратко созданный нами вычислительный комплекс для обработки экспериментальных спектров.



Read Source Spectrum File – читаем файл содержащий экспериментальную спектральную информацию. Далее выбираем базу спектральных линий, задаем границы анализируемого участка спектра lambda min, lambda max, минимальное значение lg_gf, спектральное разрешение delta lambda, обрезку фона eps_fon, «контраст» максимума h_box, высоту максимума над фоном eps_fonmax и критерий обработки «пересвеченных» линий и линий, искаженных эффектом самопоглощения h_fonmax.

В /6/ использован другой алгоритм идентификации спектров, основанный на методике распознавания текстов. Однако в любом случае, при использовании любого алгоритма, проблема качества спектроскопической информации остается, как мы уже отмечали, решающей.

Работа кода тестировалась на экспериментальном спектре (диапазон длин волн 200 – 800 нанометров, спектральное разрешение ~ 0.01 нм) образца с известным составом:

Al	Zn	Mg	Si	Fe	Ti	Cu	Mn	Cr	Ni
98.8	0.24	0.012	0.049	0.095	0.14	8E-4	0.6	0.008	0.008

С некоторыми определенными критериями обрезки по фону и контрасту в спектре найдено порядка сотни максимумов. При сравнении их с линиями базы **PERSIST** удается установить, что в образце присутствуют алюминий, марганец, цинк, титан и железо.

В заключение выражаем благодарность E.Tognoni (Applied Laser Spectroscopy Laboratory, Institute for Chemical-Physical Processes Research Area of National Research Council, Pisa, Italy) за представленные экспериментальные данные.

Литература

1. **Cremers, D.A.** Appl. Spectrosc. **41**, (1987) 572 – 579.
2. **Cremers D.A., Radziemski L.J.** Handbook of Laser-Induced Breakdown Spectroscopy. eBookMall, Inc. (2007).
3. **Winefordner J.D., Gornushkin I.B., Correll T. et all.** J. Anal. At. Spectrometry, 19 (2004) 1061–1083.
4. **Ralchenko, Yu., Jou, F.-C., Kelleher et all.** NIST Atomic Spectra Database (version 3.1.5), <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm>
5. **Kurucz R.L. and Bell B.** 1995 Atomic Line Data Kurucz CD-ROM No. 23. <http://www.pmp.uni-hannover.de/cgi-bin/ssi/test/kurucz/sekur.html>
6. **Amato G., G. Cristoforetti G., Legnaioli S. et all.** Spectrochim. Acta Part B **65** (2010) 664-670.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОФИЛЯ СВЕРХЗВУКОВОГО СОПЛА ПЛАЗМОТРОНА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТЕКАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ

Ю.А. Станкевич, В.В. Чупрасов, М.С. Третьяк

Институт тепло- и массообмена НАН Беларуси, ул. Бровки 15, 220072 Минск, Беларусь,
usa@hmti.ac.by

Abstract. For different configurations of Laval nozzle results of numerical simulation of air plasma flows are presented.

Исследования разрушения теплозащитных материалов для ракетно-космической техники обычно проводятся с помощью высокотемпературных струй плазмотронов /1/. Скорость разрушения образцов при проведении таких испытаний зависит не только от величины суммарного теплового потока, но и от распределения газодинамических параметров по радиусу струи. Для получения сверхзвукового режима истечения плазмы плазмотрона обычно используется осесимметричная насадка переменного сечения (сопло Лаваля). Основным требованием при проведении экспериментальных исследований воздействия высокотемпературных сверхзвуковых струй плазмы на образцы является равномерность распределения газодинамических параметров по выходному сечению сопла. В настоящей работе приведены результаты численного моделирования течения воздушной плазмы в сверхзвуковом сопле различной конфигурации, которые проводились с помощью комплекса FLUENT по модели течения вязкого теплопроводного газа. Расчеты зависимостей параметров воздушной плазмы, необходимых для численного моделирования проведены в приближении термодинамического равновесия с использованием программы CEAgui /2/. Полученные данные сопоставлялись с известным литературным источником /3/ и в численных расчетах использовалась аппроксимация полученных табличных зависимостей требуемых параметров в диапазоне температур 300 – 9000 К.

Расчеты проводились для сопел различного сечения. Радиус входного сечения сопла 13 мм, радиус критического сечения 7.5 мм. Геометрия сечения сопел различной конфигурации приведена на рисунке 1. Варьировалась расширяющаяся выходная область сопла: профилированное с изломами и цилиндрической критической частью (1); сглаженное без цилиндрической части в критической области (2) и конические сопла с различным углом раствора и различными радиусами на выходе от 9 до 15 мм (3-6).

Параметры плазмы на входе в сопло задавались в соответствии с экспериментами /4/. Среднемассовая температура плазмы на входе в сопло

6000 К, давление 9 атм, что при расходе воздуха равном 90 г/с и мощности плазмотрона 1.5 МВт соответствует 67% кпд плазмотрона. На выходе из сопла задавалось давление 1 атм. Стенки сопла из меди толщиной 5 мм и внешней температурой стенки 300 К, что в экспериментах обеспечивалось системой водяного охлаждения плазмотрона и насадки.

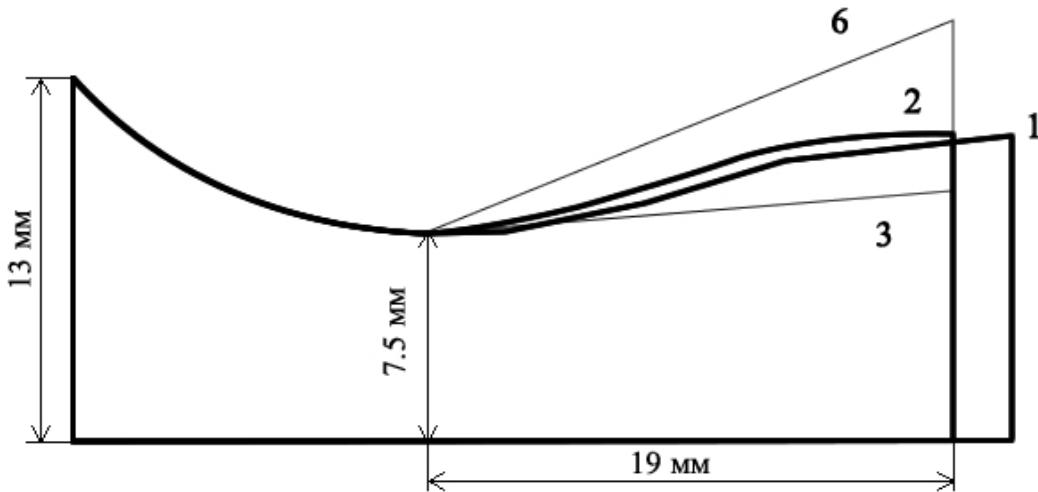


Рисунок 1. Поперечные сечения сопел

На рисунке 2 показано распределение числа Маха по сечению сопла для конфигурации (1) и (2). Приведены изолинии в диапазоне чисел Маха 1- 2.2 с шагом $\Delta M = 0.02$. Распределения приведены для полу平面ости с учетом осевой симметрии задачи. Отметим существенную роль косых скачков, возникающих на изломах профиля в случае (1) и наличием прямого скачка на оси сопла. Из приведенного распределения видно, что нет необходимости в цилиндрической критической части сопла, для которой характерно звуковое течения с постоянным числом Маха ~ 1 . Сглаженный профиль выходной части сопла обеспечивает достаточно однородное распределение скорости потока по сечению.

Поскольку изготовление сопел сложной формы достаточно затруднено, были проведены расчеты сопел с конической выходной частью. Варьировалось выходное сечение сопла от 9 до 15 мм. При длине выходной части сопла 19 мм углы раствора сверхкритической части сопла изменялись от 4.5 (вариант 3) до 21.5 градуса (вариант 6). На рисунке 3 приведены распределения температуры (а) и динамического давления (б) для сглаженного сопла и сопел с конической выходной частью (3-6). Видно, что простая коническая форма выходной части сопла (с углом раствора до 13 градусов) обеспечивает равномерное распределение температуры и динамического давления на выходе из сопла. Отметим, что сглаженная форма выходной части сопла (вариант 2) характеризуется неравномерным распределением динамического давления с максимумом в периферийной области по радиусу.

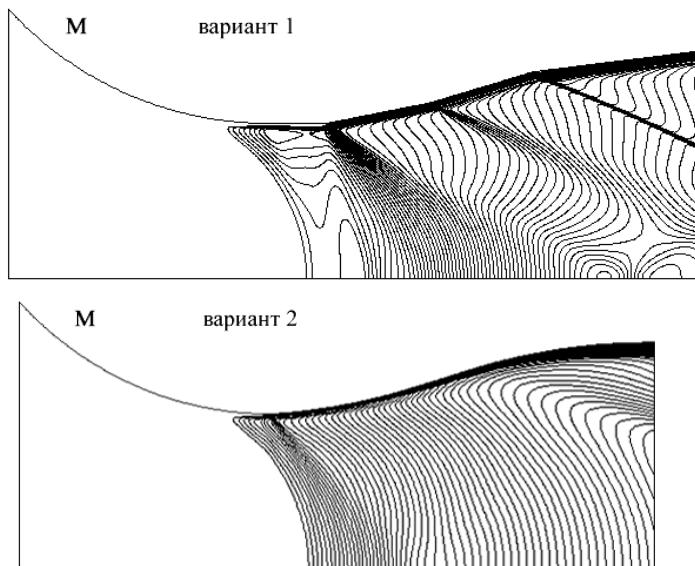


Рисунок 2. Распределение изолиний числа Маха в сопле с изломами (1) и сглаженного профиля (2).

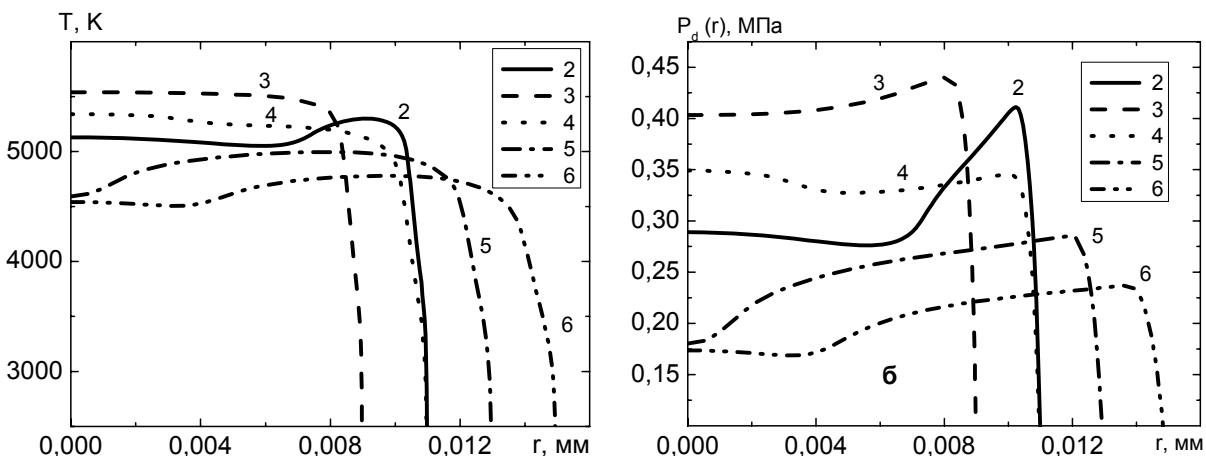


Рисунок 3. Радиальное распределение температуры и динамического давления на выходе из сопел различной конфигурации.

Литература

1. **Фролов Г.А., Дверняков В.С., Пасичный В.В., Захаров Ф.И.** Инженерно-физический журнал, т. XL, №6 (1981) 965 – 969.
2. <http://www.grc.nasa.gov/www/CEAWeb/>.
3. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическими свойствам газов и жидкостей. М. Наука, главная редакция физико-математический литературы (1972), 720 с.
4. **Чупрасов В.В., Третьяк М.С., Адериха В.Н., Клишин А.Ф.** Пятый белорусский космический конгресс: материалы конгресса. – Минск: ОИПИ НАН Беларуси, (2011), 81-84.

КОМПЛЕКСНАЯ ДИАГНОСТИКА ДИНАМИКИ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Васильев С. В., Иванов А. Ю., Недолугов В. И.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, ул. Ожешко 22,
230023 Гродно, Беларусь, ion_ne@mail.ru

Воздействие излучения мощных лазеров на поглощающие материалы представляет значительный интерес. В то же время в ряде случаев излучение мощных лазеров характеризуется недостаточной стабильностью выходных параметров, что делает и лазерный эрозионный плазменный факел (ЛЭПФ) плоховоспроизводимым объектом. Исследование динамики развития такого объекта во времени может быть проведено только в ходе единичного эксперимента.

Схема использовавшейся экспериментальной установки приведена на рисунке 1. Излучение лазера 1, пройдя через фокусирующую систему 2, попадало на образец 3, находящийся в вакуумной камере. В качестве фокусирующих применялись как однолинзовые, так и двухлинзовые системы, которые позволяли строить изображение диафрагмы 4 на поверхности образца 3. Наиболее однородное пятно фокусировки излучения диаметром 3 мм с резкими границами формировалось при использовании двухлинзовой системы с 12-кратным уменьшением и диафрагмы диаметром 40 мм. Часть излучения родаминового лазера передней гранью клина 5 направлялась в измеритель энергии ИМ0-2Н 6, входное окно которого располагалось в задней фокальной плоскости линзы 7. Отраженное задней гранью клина 5 излучение попадало на коаксиальный фотоэлемент ФЭК-14 8 и использовалось для регистрации временной формы импульса лазерного излучения запоминающим осциллографом С8-13 9. Вакуумная камера с образцом помещалась в одно из плеч голограммического интерферометра Маха – Цендера 10. Длины плеч интерферометра были выровнены с точностью 1 – 2 мм. В качестве зондирующего использовалось излучение рубинового лазера 11, работающего в режиме свободной генерации, с длительностью импульса ~ 300 мкс. Зондирующее излучение заводилось в коллиматор 12, формирующий параллельный пучок диаметром 40 мм, который освещал интерферометр 10. Такие поперечные размеры зондирующего пучка позволяли исследовать не только ЛЭПФ с характерными размерами в осевом направлении ~ 20 мм, но и поведение ударных волн за его пределами. Интерферометр был состыкован с камерой СФР-1М 13, работающей в режиме лупы времени с двухрядной линзовой вставкой.

Описанная схема позволяла регистрировать развернутые во времени голограммы сфокусированного изображения ЛЭПФ. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра).

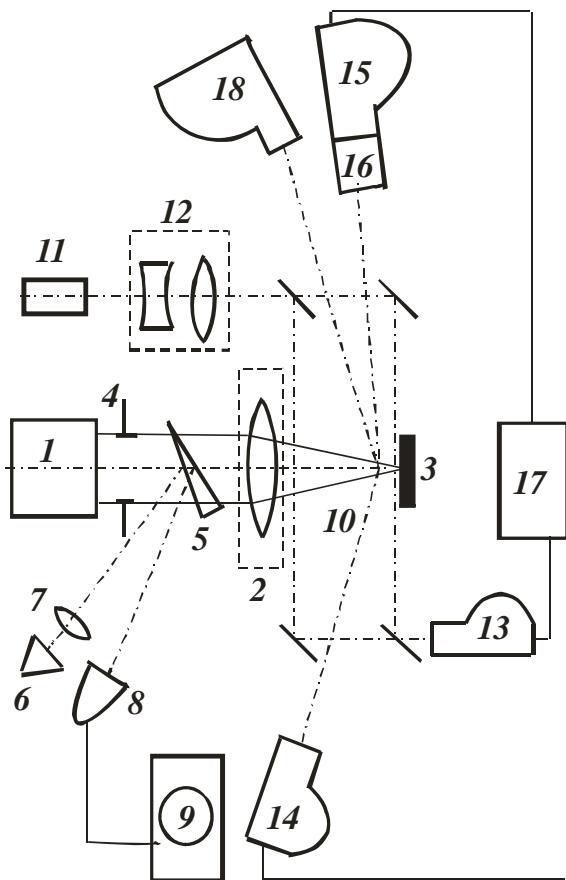


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки

Для контроля достоверности результатов, полученных с помощью скоростной голографической киносъемки, экспериментальная установка позволяла исследовать лазерную плазму и традиционными методами. Скорость движения фронта светящегося плазменного образования определялась по щелевым фоторазверткам, зарегистрированным камерой СФР-1М 14, работающей в режиме фоторегистратора. При этом в плоскости фотопленки строилось изображение приосевой зоны ЛЭПФ. Камера СФР-1М 15, работающая в режиме лупы времени и состыкованная со спектральной приставкой 16, позволяла регистрировать спектры испускания плазмы с временным разрешением ~ 2 мкс. Синхронизация работы трех камер СФР осуществлялась блоком коммутации 17. Интегральные спектры испускания плазмы регистрировались

спектрографом ИСП-51 18, вдоль щели которого строилось изображение осевой зоны ЛЭПФ.

Таким образом, описанная экспериментальная установка позволяла исследовать в единичном эксперименте динамику процесса, происходящего у поверхности металлического образца при действии на него мощного лазерного импульса. По восстановленным с голограмм в стационарных условиях теневым картинам была исследована структура ЛЭПФ, измерена скорость движения плазменного фронта и фронта ударной волны. По восстановленным интерференционным картинам были получены пространственные распределения электронной плотности лазерной плазмы на разных стадиях ее развития. Достоверность полученных результатов контролировалась традиционными спектроскопическими измерениями и данными щелевых фоторазверток.

Для уточнения значений электронной плотности с учетом влияния на рефракцию тяжелых частиц были проведены исследования ЛЭПФ с помощью скоростной двухдлинноволновой голографической киносъемки. Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 2. Она отличается от схемы, изображенной на рисунке 1 тем, что в нее добавлены второй источник зондирующего излучения IV, включающий в себя лазер на красителе 8 и коллиматор 9, и второе устройство для киносъемки голограмм V, состоящее из камеры СФР-1М 10, работающей в режиме лупы времени с двухрядной линзовой вставкой, и объектива 11, осуществляющего сопряжение плоскости фотопленки в камере с центральным сечением исследуемого ЛЭПФ. Длительность импульса генерации лазера 8 составляла 30 – 40 мкс. При использовании такой оптической схемы одновременно регистрировались две серии сдвинутых во времени голограмм ЛЭПФ камерами СФР. Одна серия голограмм регистрировалась камерой СФР-1М 7 в свете излучения рубинового лазера ($\lambda_{l1} = 0,69$ мкм), вторая – камерой СФР-1М 10 в свете излучения лазера на красителе ($\lambda_{l2} = 0,58$ мкм). Для этого перед обеими камерами помещались соответствующие светофильтры.

С помощью скоростной двухдлинноволновой голографической киносъемки исследовалась лазерная эрозионная плазма, возникающая, под действием излучения мощного лазера на красителе у поверхности образца как при атмосферном, так и при пониженном (10^{-2} мм рт. ст.) давлении окружающего мишень воздуха. Средняя плотность потока воздействующего лазерного излучения на поверхности образца варьировалась в пределах 5 – 30 МВт/см². При плотностях частиц, наблюдаемых в лазерной плазме при таких условиях эксперимента, можно считать, что показатель преломления плазмы является аддитивной величиной и обусловлен наличием в ЛЭПФ различных компонент.

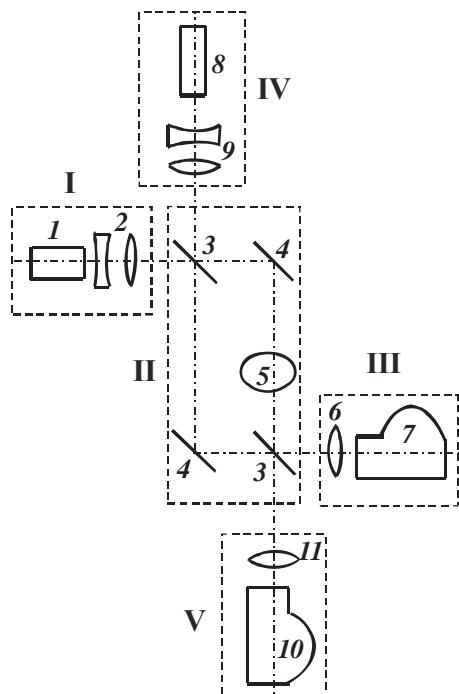


Рисунок 2 – Схема экспериментальной установки для двухдлинноволновой скоростной голограммической киносъемки

Чтобы исключить вклад в рефракцию молекул атмосферных газов, были проведены исследования лазерной плазмы, возникающей у поверхности образца при пониженном давлении (10^{-2} мм рт.ст.) окружающего его воздуха. Результаты экспериментов показали, что различие в смещении полос на интерферограммах, обусловленное различием длин волн зондирующего излучения ($\lambda_{l_1} = 0,69$ мкм и $\lambda_{l_2} = 0,58$ мкм), находится в пределах относительной погрешности измерений, которая составляла 10%. Это подтверждает предположение, что при таких условиях лазерного воздействия из-за незначительной концентрации атомов и ионов материала образца в эрозионной плазме их вклад в рефракцию значительно меньше, чем вклад электронов.

Изучение ЛЭПФ при атмосферном давлении окружающего воздуха при тех же параметрах воздействующего излучения с помощью скоростной двухдлинноволновой голограммической киносъемки позволило разделить вклад в рефракцию плазмы молекул воздуха и электронов в предположении малости вклада тяжелых частиц материала мишени. В результате совместной обработки восстановленных с голограмм интерференционных картин были получены продольные (по оси факела) распределения средних по диаметру сечения факела концентраций электронов и молекул воздуха.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА РАННИЕ СТАДИИ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОГО ФАКЕЛА

Васильев С. В., Иванов А. Ю.

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы, ул. Ожешко 22,
230023 Гродно, Беларусь, ion_ne@mail.ru

Целью данной работы является исследование влияния электрических полей различной напряженности (от 0 до 10^6 В/м) на пространственную и временную эволюцию лазерной плазмы, возникающей при воздействии миллисекундных лазерных импульсов на поверхности металлов (медь, алюминий, олово, свинец) и установление закономерностей формирования рельефа поверхности облучаемых образцов.

Излучение рубинового лазера ГОР-100М, работавшего в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau \sim 1,2$ мс), пройдя через фокусирующую систему, направлялось через отверстие в электроде на образец, который сам являлся вторым электродом. Энергия лазерных импульсов E_0 варьировалась в пределах от 5 до 60 Дж. Напряжение на электроды 3, 4 подавалось от источника, созданного на базе умножителя напряжения УН 9/27-13 блока ТВС-110. Источник позволял изменять напряжение в пределах до 25 кВ и при этом поддерживать его стабильным во время проведения эксперимента. Для изучения пространственной и временной эволюции лазерного факела в ходе воздействия ЛИ на образец использовался метод скоростной голограммической киносъемки. Полученные отдельные кадры голограмм обеспечивали временное разрешение не хуже 0,8 мкс (время экспозиции одного кадра) и пространственное разрешение по полу объекта ≈ 50 мкм. Для исследования формы поверхности образовавшегося на пластине кратера использовался метод проекции полос.

Экспериментальные исследования показали, что при любой полярности приложенного напряжения (на облучаемый образец подавался как положительный, так и отрицательный потенциал) топография кратера практически идентична и определяется распределением энергии по пятну фокусировки лазерного излучения. Исследования показали, что несмотря на то, что распределение энергии по пятну фокусировки ЛИ неравномерно, линии равной концентрации электронов имеют практически гладкий вид, что свидетельствует об относительно однородной ионизации паров эродированного вещества. Существенно, что, несмотря на значительное увеличение во времени объема плазменного образования, средняя плотность электронов в факеле остается практически неизменной и даже несколько увеличивается, что может быть связана как с постоянным увеличением массы вынесенного вещества, так и с вторичной ионизацией плазмы ЛИ. Отметим, что наличие внешнего электрического поля слабо влияет на концентрацию электронов в лазерном факеле. При расстоянии между электродами 2 см максимальный поперечный размер пароплазменного облака на поверхности электрода 3 составлял 2 см при

отрицательном напряжении на мишени, 1,7 см без внешнего электрического поля и 1,5 см при положительном напряжении на мишени. Достигнув второго электрода через 56, 64 и 72 мкс соответственно, пароплазменное облако практически не увеличивается в своих поперечных размерах. Возможно, это связано с вытеканием плазмы из межэлектродного промежутка через отверстие в электроде, которое используется для прохождения лазерного излучения к мишени (диаметр отверстия 1 см). Показано также, что вплоть до достижения плазменным фронтом электрода 3 его скорость не только не уменьшается (что характерно для поздних стадий существования лазерного факела), но увеличивается, причем как при наличии внешнего электрического поля любой ориентации, так и в его отсутствие. Как уже говорилось, это связано с постоянным и значительным увеличением массы вынесенного вещества под действием ЛИ на облучаемый образец, а также со вторичной ионизацией плазмы ЛИ. Максимальные скорости разлета плазменного факела составили 350 м/с при отрицательном напряжении на мишени, 310 м/с без внешнего электрического поля и 270 м/с при положительном напряжении на мишени.

При подаче как положительного, так и отрицательного потенциала на образец на его поверхности после лазерного воздействия наблюдается множество мелких капель. В частности, при энергии ЛИ $E = 20$ Дж, диаметре пятна фокусировки излучения $D = 2$ мм и напряженности электрического поля 10^6 В/см наблюдался вынос капель со средним характерным размером менее 0,1 мм на расстояние от 0 до 2 см от центра лунки. Максимальный характерный размер капель равнялся $\sim 0,4$ мм. При отсутствии внешнего электрического поля средний размер капель составлял $\sim 0,4$ мм. Капли были заметны на расстоянии до ~ 1 см от центра лунки.

В соответствии с приведенными выше результатами динамика процессов, происходящих на поверхности образца, помещенного во внешнее электрическое поле с напряженностью от 0 до 10^6 В/м и подвергающегося воздействию импульсного ЛИ с указанными выше параметрами, представляется следующей. Первичное плазмообразование и начальные стадии развития лазерного факела принципиально не отличаются от наблюдавшихся в отсутствие внешнего электрического поля. Металл плавится и испаряется. За счет локального паро- и плазмообразования /1–3/ начинается формирование эрозионного факела с мелкодисперсной жидкко-капельной фазой. Разумеется, наличие внешнего электрического поля влияет (увеличивает или уменьшает в зависимости от направления вектора напряженности поля) скорость перемещения плазменного фронта и несколько искажает форму плазменного облака, но эти отличия не являются качественными. Существенно, что указанные отличия (при рассматриваемых параметрах ЛИ) наблюдаются только на начальной стадии развития лазерного факела, поскольку после достижения пароплазменным облаком электрода происходит электрический пробой (короткое замыкание) и внешнее поле в межэлектродном промежутке исчезает.

Рассмотрим теперь движение капель расплавленного металла в пароплазменном облаке. Значительная разница характерных размеров капель, наблюдаемых на поверхности облученного образца в присутствии внешнего электрического поля (независимо от направления вектора напряженности поля) и в его отсутствие, на наш взгляд, свидетельствует о следующем механизме формирования капель. Известно, что на поверхности жидкости (в т. ч. и жидкого металла) под действием разнообразных возмущений могут формироваться гравитационно-капиллярные волны. К таким возмущениям, безусловно, можно отнести и пространственно-неоднородное испарение вещества мишени вследствие ее неравномерного нагревания из-за неравномерного распределения энергии по пятну фокусировки ЛИ /4/, и неравномерное первичное плазмообразование /5/, обусловленное шероховатостью поверхности облучаемого образца /1/, и, в первую очередь, выплескивание расплавленного металла, инициируемое каждым пичком воздействующего на облучаемый образец ЛИ /6/.

Можно показать, что при незначительной толщине слоя расплавленного металла (о чем свидетельствует вид «внешней» (наплавленной) зоны кратера и, в частности, отсутствие буртиков значительной высоты на границе лунки) уравнение дисперсии для гравитационно-капиллярных волн имеет вид

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + g k - \frac{k E_0 E'}{4\pi\rho\xi'} \Big|_{z=0},$$

где α – коэффициент поверхностного натяжения жидкого металла, ρ – плотность жидкого металла, g – ускорение свободного падения, k – модуль волнового вектора гравитационно-капиллярной волны, E_0 – напряженность электрического поля на поверхности расплавленного металла $z=0$ (ось z направлена перпендикулярно облучаемому образцу в сторону источника ЛИ, $\vec{E}_0 \parallel \vec{z}_0$), $E' = -\partial\phi'/\partial z$ – возмущение электрического поля в пространстве, окружающем расплавленный металл, ξ' – малое смещение поверхности жидкости в направлении оси z в гравитационно-капиллярной волне.

Поскольку для однородного поля E_0 потенциал $\phi = -E_0 \cdot z$ (потенциал на поверхности металла считаем равным 0), смещение указанной поверхности на малую величину ξ' приводит к малому искажению потенциала

$$\phi' \Big|_{z=0} = E_0 \cdot \xi'. \quad (1)$$

В нашем случае максимальная концентрация электронов в плазменном образовании не превышает $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды ϵ на $\sim 10^{-5}$. Следовательно, у поверхности металла $\epsilon \approx 1$, и с учетом граничного условия (1)

$$\phi' = E_0 \xi' e^{-kz}.$$

В этом случае уравнение дисперсии гравитационно-капиллярных волн принимает вид

$$\omega^2 = \frac{\alpha k^3}{\rho} + g k - \frac{k^2 E_0^2}{4\pi\rho} .$$

Поскольку частота гравитационно-капиллярных волн ω определяется временными характеристиками вышеупомянутых возмущений и, следовательно, не зависит от напряженности электрического поля E_0 , при увеличении модуля E_0 (независимо от направления вектора \vec{E}_0) модуль волнового вектора $k = \frac{2\pi}{\Lambda}$ должен возрастать, а длина гравитационно-капиллярной волны Λ – уменьшаться. Если предположить, что капли «ссыпаются» потоком плазмы с «вершин» гравитационно-капиллярной волны и, следовательно, их характерный размер пропорционален Λ , становится понятным, почему при наличии внешнего электрического поля (при любом его направлении) наблюдавшийся экспериментально средний размер капель существенно уменьшался. Вылетевшие капли имеют заряд того же знака, что и облучаемый образец. Поэтому капли начинают двигаться с ускорением ко второму электроду. Однако с учетом того, что максимальная начальная скорость вылета капель для аналогичных условий воздействия /4/ составляет ~ 45 м/с, т.е. на порядок меньше скорости разлета пароплазменного облака, к моменту пробоя межэлектродного промежутка капли не успевают достичь электрода 3. В дальнейшем (в отсутствие внешнего электрического поля) капли двигаются под действием тех же сил, что и в работе /4/, и поэтому так же, как в работе /4/. При этом, набрав на стадии ускоренного движения в электрическом поле скорость, превышающую начальную, капли могут пролететь вдоль поверхности облучаемого образца большее расстояние, нежели без приложения электрического поля, что и наблюдается в ходе эксперимента. Кроме того, улетев от поверхности образца на большее расстояние и, следовательно, находясь до возвращения на указанную поверхность под воздействием плазмы в течение большего времени, они могут дробиться в большей степени, чем в отсутствие внешнего поля.

Литература.

1. Ельяшевич М.А., Минько Л.Я., Романов Г.С., Станкевич Ю.А., Чивель Ю.А., Чумakov А.Н. Известия АН СССР. Сер. физ. 49, 1132 (1985).
2. Гончаров В.К., Концевой В.Л., Пузырев М.В. ИФЖ. 66, 662 (1994).
3. Гончаров В.К. Концевой В.Л., Пузырев М.В. Квантовая электроника. 22, 249 (1995).
4. Васильев С.В., Иванов А.Ю., Ляликов А.М. Квантовая электроника. 22, 830 (1995).
5. А.Н.Чумakov и др. Квантовая электроника. 21, 773 (1994).
6. Босак Н.А., Васильев С.В., Иванов А.Ю., Минько Л.Я., Недолугов В.И., Чумakov А.Н. Квантовая электроника. 27, 69 (1999).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ИЗОЛИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКИ В ПЛАЗМЕННОМ ПОТОКЕ КАТОДНО-ДУГОВОГО РАЗРЯДА

И.П. Смягликов¹, Н.И. Чубрик²

¹НИЦ “Плазмотег”, Физико-технический институт НАН Беларуси, ул. Купревича 10,
220141 Минск, Беларусь, ips.imaf@gmail.com

²Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь

The high-current cathodic arc in vacuum as well as in acetylene atmosphere at pressures of 0.2 to 2 Pa used for diamond-like carbon coating deposition is considered. Two cylindrical isolated probes were used to measure the floating potential and velocity of plasma. It was found that the substrate is under accelerating potential of $-(15 \div 35)$ V during the discharge, and the value of potential is essentially independent of the main discharge energy and substrate spatial position. There observed floating potential ripple with amplitude of up to 20 V and frequency of 100–200 kHz for the substrate (probe) near the cathode. With increasing distance from the cathode surface the amplitude and frequency of the ripple are reduced considerably, and this decrease is more pronounced for the discharge in acetylene atmosphere (at acetylene partial pressure of 0.2 Pa the ripple amplitude is 1–5 V).

Анализ имеющихся многочисленных работ по получению алмазоподобных пленок показывает, что все исследования направлены, в основном, на изучение свойств и структуры покрытий без должного внимания к процессам, протекающим при их синтезе /1/. Комплексные исследования взаимосвязи термодинамических параметров среды и свойств покрытий с установлением закономерностей процесса, характерных для различных стадий синтеза, в настоящее время отсутствуют /2/. Настоящая работа посвящена применению зондовых методов для диагностики импульсных плазменных потоков.

Исследования проводились на экспериментальном комплексе, включающем импульсный плазменный ускоритель с магнитным сепаратором, оптико-спектральный блок многофункциональной диагностики и аппаратуру компьютерной регистрации параметров плазмы. Импульсно-периодические потоки углеродной плазмы генерировались в вакуумной камере с остаточным давлением до 10^{-3} Па с использованием четырехэлектродной системы с графитовым катодом и самовосстанавливающимся тонкопленочным токопроводом устройства поджига /3/. Эксперименты выполнены для разряда как в вакууме, так и в атмосфере ацетилена при давлении 0.2–2 Па. Емкость конденсаторной

батареи основного разряда составляла $C_3 = 2150 \text{ мкФ}$ при напряжении $U_3 = 200\text{--}400 \text{ В}$, ток основного разряда $I_3 = 4\text{--}8 \text{ кА}$, длительность импульса – около 200 мкс, частота следования импульсов 1–2 Гц.

В процессе разряда подложка подвергается воздействию заряженных частиц. Энергия этих частиц, их концентрация и заряд определяют потенциал подложки в каждой фазе разряда. Для понимания процессов, происходящих в разрядной плазме, были проведены измерения плавающего потенциала зондов известной конфигурации во время действия разрядного импульса. Характер изменения потенциала зонда во времени позволяет сделать вывод о наличии и степени поляризации плазменного потока, когда скорость самых высокоэнергетических электронов может существенно превышать скорость ионов, которая отождествляется со скоростью основного плазменного потока.

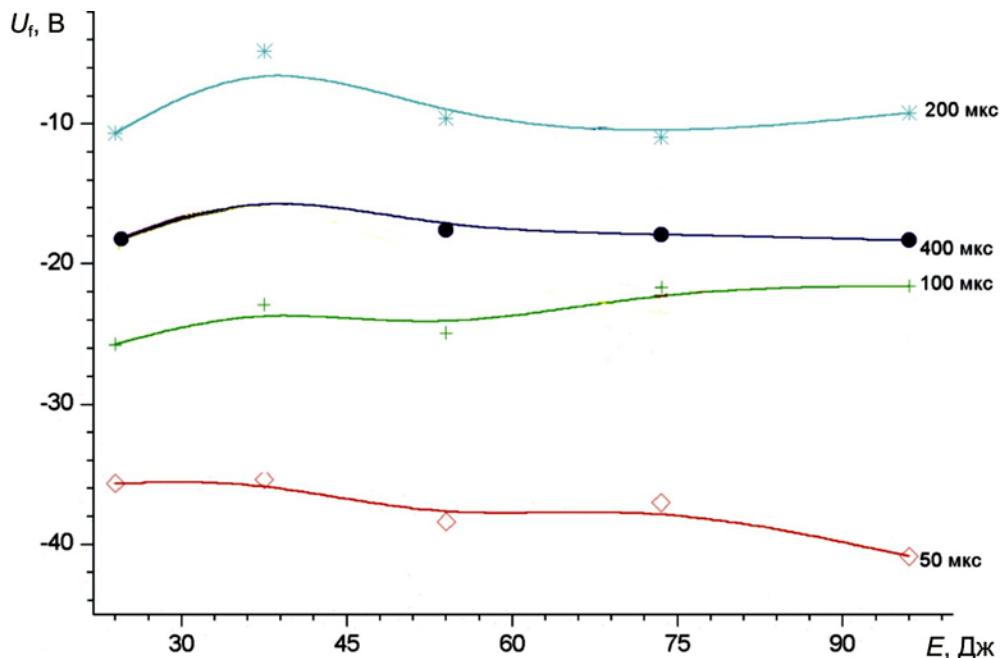


Рис. 1. Зависимость плавающего потенциала зонда от энергии конденсаторной батареи основного разряда в различные моменты времени после начала импульса тока.

Измерение потенциала зонда (подложки) осуществлялось с использованием высокоомного пробника и нормирующего дифференциального усилителя. Использовалось два одинаковых цилиндрических зонда из нержавеющей стали диаметром 1 мм и длиной 20 мм (зонд I и зонд II), расположенные вблизи оси разряда на расстояниях 220 и 460 мм, соответственно. Сигнал с выхода усилителя подавался на аналого-цифровой преобразователь с частотой преобразования 10^7 с^{-1} и

далее вводился в компьютер для последующей обработки. Запуск процесса регистрации данных производился по синхроимпульсу, поступающему от блока управления плазменного генератора. Измерения плавающего потенциала подложки U_f проведены совместно с измерением тока основного разряда I_3 . Было установлено, что в течение всего времени разряда подложка находится под ускоряющим ионы потенциалом – (15÷35) В /4/. Причем значение потенциала подложки практически не зависит от энергии основного разряда, что отчетливо видно из **рисунка 1**, где показаны усредненные временные зависимости плавающего потенциала зонда.

Для изучения пространственно-временного распределения потенциала изолированной подложки в плазменном потоке были проведены измерения плавающих потенциалов двух идентичных зондов, установленных на оси разряда на удалении 220 мм (зонд I) и 460 мм (зонд II). На **рисунке 2** приведены характерные осциллограммы плавающих потенциалов этих зондов при разряде в вакууме и в ацетилене.

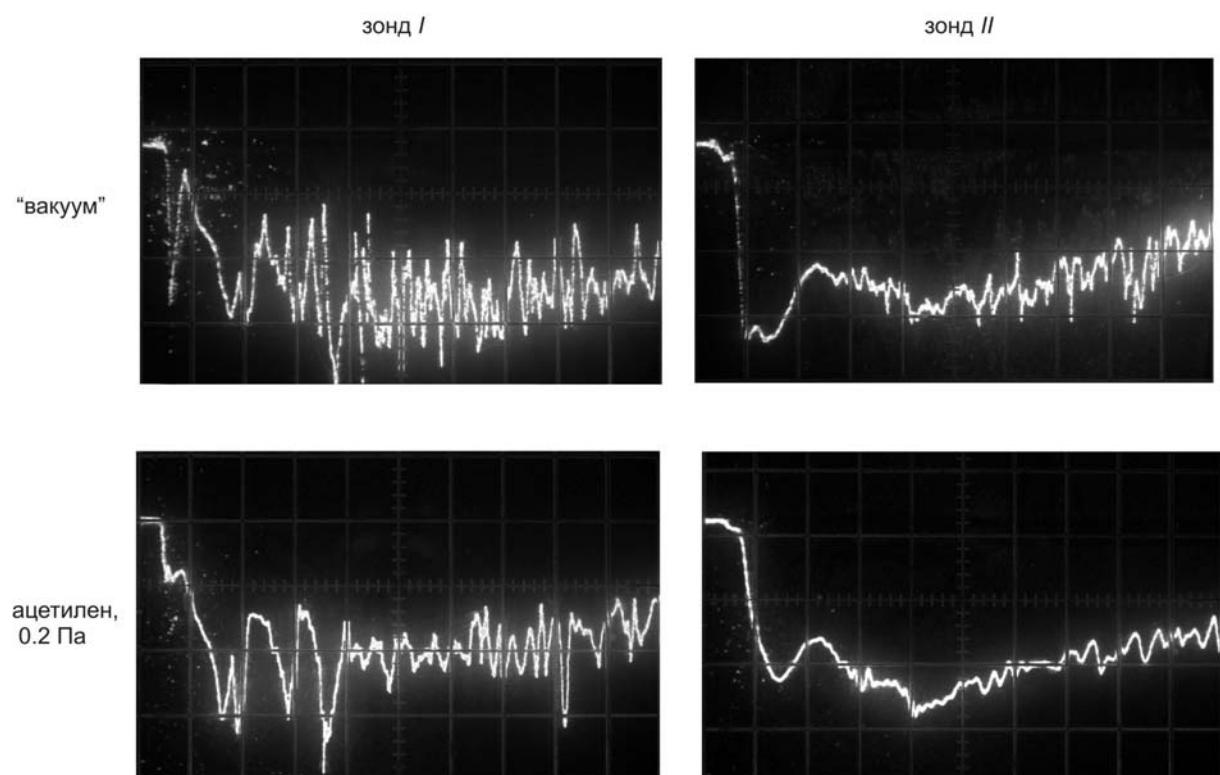


Рис. 2. Характерные осциллограммы плавающих потенциалов разноудаленных зондов при разряде в вакууме и в ацетилене (временное разрешение 20 мкс/клетку, усиление 10 В/клетку).

Из анализа полученных осцилограмм можно сделать следующие выводы. На временной зависимости плавающего потенциала вблизи катода (зонд I) наблюдаются пульсации с амплитудой до 20 В и частотой 100–200 кГц, соответствующей флуктуациям интенсивности светового импульса плазмы. При этом пульсации плавающего потенциала более выражены при разряде в вакууме. При большем удалении от поверхности катода (зонд II) амплитуда и частота этих пульсаций заметно снижаются, причем это снижение более сильное при разряде в ацетилене. Так при парциальном давлении ацетилена в разрядной камере 0.2 Па амплитуда пульсаций составляет 1–5 В.

Следует отметить, что плавающий потенциал на ближнем зонде начинает наводиться через 8–10 мкс и через 16–18 мкс – на дальнем, причем измеряемая временная задержка очень слабо зависит от давления ацетилена в разрядной камере. Это соответствует скорости плазменного потока от 20 до 40 км/с. Более точные измерения скорости исследуемого плазменного потока /5/ позволяют сделать вывод о том, что потенциал изолированной подложки начинает наводиться сначала самыми высокоэнергетическими электронами частично поляризованного плазменного потока, а затем уже собственно плазмой.

References

1. Robertson J. Materials Science and Engineering, 37(2002) 129–281.
2. Grill A. Diamond and Related Materials, 8(1999) 428–434.
3. Smyaglikov I.P., Zolotovsky A.I., Tatur V.G., and E.I. Tochitsky. J. High Temperature Material Processes, 8, Issue 4 (2006) 617–624.
4. Smyaglikov I.P., Chubrik N.I., Goncharik S.V., Azharonok V.V., Krat'ko L.E., Chekan N.M. J. High Temperature Material Processes, 14, Issue 4 (2010) 151–158.
5. Smyaglikov I.P., Chekan N.M., Chubrik N.I., Goncharik S.V. Proc. VII Int. Conf. “Plasma physics and plasma technology”. – Minsk, Belarus. – September 17-21, 2012 (to be published).

ВЛИЯНИЕ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ МИШЕНЬЮ И ПОДЛОЖКОЙ НА ДИНАМИКУ ПЛАЗМЫ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОСАЖДЕНИИ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК

Л.В. Баран, В.К. Гончаров, Г.А. Гусаков, М.В. Пузырев, М.П. Самцов

НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белгосуниверситета,
ул. Курчатова 7, 220108 Минск, Беларусь, puzyrev@bsu.by

Введение

Известно, что алмазоподобные углеродные пленки (АУП) отличаются исключительно высокими механическими и трибологическими характеристиками, а также химической инертностью. Все перечисленное обуславливает высокий интерес к развитию технологий создания на их основе износостойких и коррозионностойких защитных покрытий на различных материалах /1, 2/. В настоящее время лазерно-плазменный метод осаждения рассматривается как один из наиболее перспективных способов получения АУП. Данный метод заключается в испарении графитовой мишени мощным импульсным лазером в вакууме и переносе продуктов лазерной эрозии графита на подложку /3, 4/. Для развития технологии лазерно-плазменного осаждения АУП крайне важно понимание процессов взаимодействия лазерного излучения с поверхностью источника углерода и развития плазменного факела, образующегося при лазерной эрозии источника. В настоящее работе проведены исследования процессов, происходящих в углеродной плазме при ее распространении от мишени до подложки, а также влияния этих процессов на характеристики осаждаемых углеродных пленок.

Для осаждения УП использовался импульсный YAG:Nd³⁺ лазер с длиной волны $\lambda = 1064$ нм, длительностью импульса $\tau = 20$ нс и максимальной энергией импульса $E=0,4$ Дж. В качестве источника углерода использовался высокоориентированный пиролитический графит. Пленки осаждались на подложки из монокристаллического кремния ориентации (100) и кварцевого стекла. Плотность мощности лазерного излучения на поверхности графитовой мишени во всех экспериментах составляла 4×10^8 Вт/см². В процессе нанесения покрытий осуществлялось сканирование лазерного пучка по поверхности мишени путем вращения мишени вокруг своей оси. Расстояние между мишенью и подложкой варьировалось в диапазоне от 7 до 22 см. Динамика углеродной плазмы исследовалась при помощи времязадерживающих измерений зондовым методом. В качестве ионного зонда использовалась медная пластина

20x20 мм. Сигнал с зонда регистрировался при помощи скоростного осциллографа Tektronix NDS 2022B. Для анализа характеристик осажденных покрытий использовались методы комбинационного рассеяния света (КРС), оптической спектроскопии и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Спектры КРС регистрировались с использованием спектрометра модели 1403 фирмы Spex (США). Возбуждение проводилось с помощью аргонового лазера с длинной волны 514,5 нм. Спектры поглощения света в УФ- и видимом диапазоне спектра регистрировались с использованием спектрофотометра Cary300 фирмы Varian (США). Изучение микрорельефа поверхности АУП проводилось с помощью атомно-силового микроскопа марки Solver P47 Pro (Россия).

Результаты и обсуждение

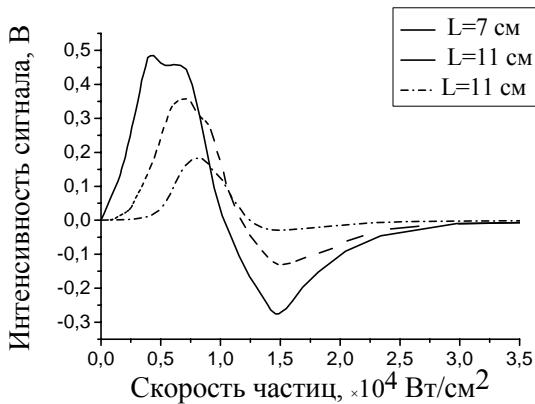


Рис. 1. Распределение по скоростям частиц, составляющих углеродную плазму, в зависимости от расстояния между графитовой мишенью и подложкой.

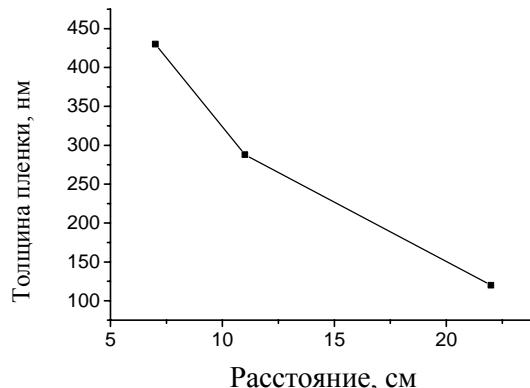


Рис. 2. Зависимость толщины АУП от расстояния между графитовой мишенью и подложкой. Во всех экспериментах длительность воздействия составляла 10000 импульсов.

На рис.1 приведено распределение по скоростям частиц, составляющих углеродную плазму. Видно наличие двойного слоя. С ростом расстояния между подложкой и мишенью наблюдается смещение максимума распределения скоростей ионов в сторону больших скоростей и сближение его с максимумом распределения скоростей электронов. Т.е. происходит ускорение ионов за счет электрического поля в двойном слое.

С ростом расстояния интенсивность сигнала зонда падает (разлет частиц). В целом зависимость интегральной интенсивности сигнала ионов от расстояния хорошо согласуется с аналогичной зависимостью для толщины осаждаемых покрытий (рис.2).

Меньшую интенсивность электронов по сравнению с ионами можно объяснить выбыванием вторичных электронов с поверхности зонда. Этим же можно объяснить и то, что сигнал более длительный от поступления электронов на зонд.

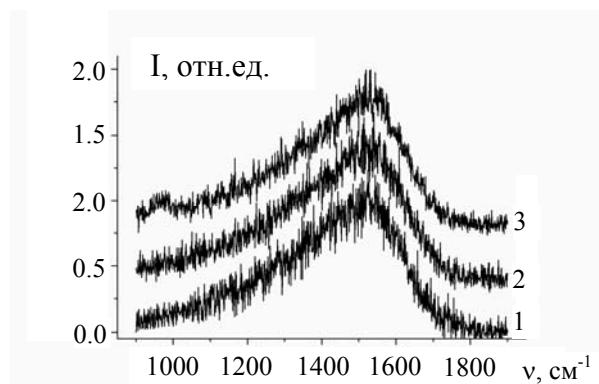


Рис. 3. Спектры КРС АУП, осажденных при различных расстояниях между графитовой мишенью и подложкой:
1 – L=7 см; 2 – L=11 см; 3 – L=22 см.

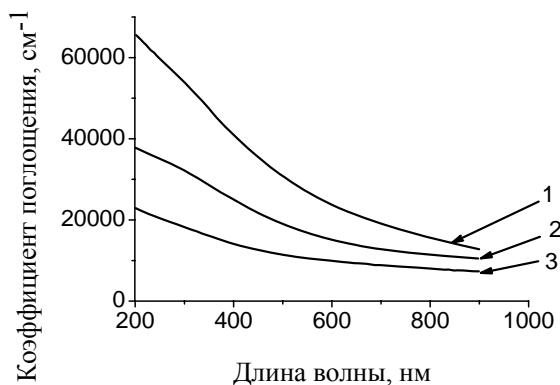


Рис. 4. Спектры поглощения АУП, осажденных при различных расстояниях между графитовой мишенью и подложкой:
1 - 7 см; 2 - 11 см; 3 - 22 см.

Для КРС изменения не существенны. Для поглощения света — оптическая ширина запрещенной зоны не изменяется и остается в интервале $1,75 \pm 0,05$ эВ. Однако с ростом расстояния наблюдается существенное увеличение прозрачности покрытий.

По данным времяпролетных измерений средняя энергия ионов увеличивается с 5 эВ для $L = 7$ см до 9 эВ для $L = 22$ см. В этом диапазоне энергий изменения структуры пленок слабы, что согласуется с нашими результатами КРС и поглощения (ширина запрещенной зоны).

Атомно-силовая микроскопия (рис.5) показала, что с ростом расстояния от подложки до мишени снижается количество и размер макровключений в пленках.

Заключение

Эксперименты показали, что расстояние до подложки оказывает существенное влияние на структуру алмазоподобных углеродных пленок. С ростом расстояния снижается количество и размер макровключений в пленках. Это хорошо согласуется с увеличением прозрачности покрытий. Можно предположить, что по мере распространения плазменного факела, в нем происходит доиспарение кластеров и макрочастиц.

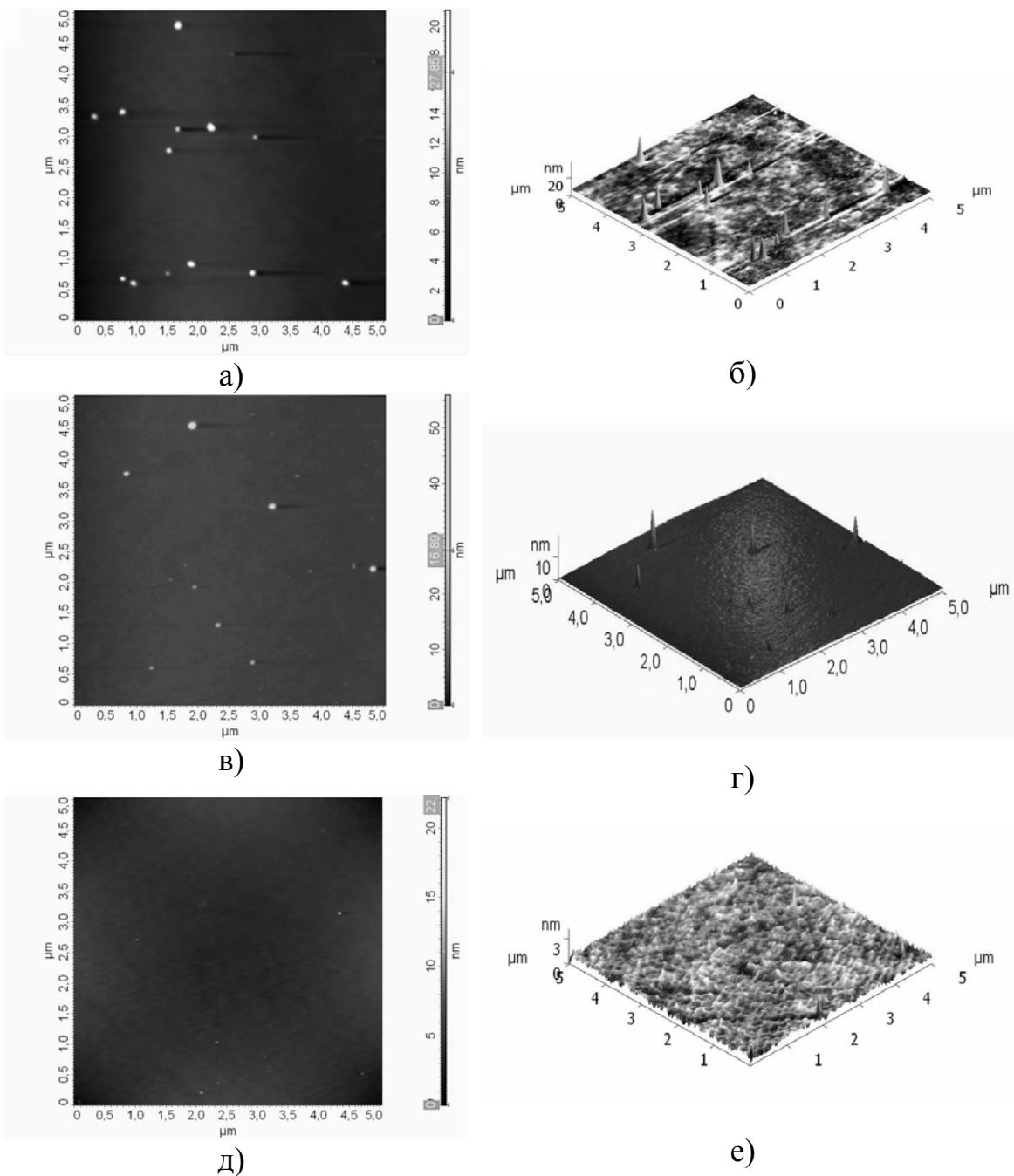


Рис. 5. АСМ-изображения поверхности АУП, осажденных при различных расстояниях между графитовой мишенью и подложкой: (а, б) - 7 см; (в, г) - 11 см; (д, е) - 22 см.

Литература

1. Robertson, J. Prog. Solid State Chem. **21**, (1991) 199-333.
2. Robertson, J. Mater. Sci. Eng. **R37**, (2002) 129-281.
3. Bonelli, M., Ferrari, A.C. et.al. Europ. Phys. J. B. **25**, (2002) 269-280.
4. Lade, R.J., Claeysseens, F. et.al. Appl. Phys. A. **69**, (1999) 935-939.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ СРЕД, МОДИФИЦИРОВАННЫХ НАНОЧАСТИЦАМИ МЕТАЛЛОВ

В.К. Гончаров, К.В. Козадаев, Д.В. Щегрикович

НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко Белгосуниверситета,
ул. Курчатова 7, 220108 Минск, Беларусь, kozadaeff@mail.ru

Abstract. Methods have been developed for the formation and characterization of an ultra-dispersed metal phase in polymeric matrices, specifically in polyvinyl alcohol films. A method for laser erosion of metals in air is proposed for production of nanoparticles. Polyvinyl alcohol films with metal nanoparticles can be obtained by implanting the particles in aqueous solutions of the film-forming material.

Нанотехнологии настолько глубоко вошли в нашу жизнь, что в настоящий момент уже трудно представить производство электроники, оптическую и химическую промышленности без применения наноразмерных объектов. Многочисленные преимущества наноструктурированных материалов обусловлены специфическими свойствами, которые приобретают различные вещества при достижении ими размеров (хотя бы по одному измерению) порядка десятков нанометров /1/.

Модификация наночастицами существующих и разработка новых композиционных материалов на основе наночастиц являются перспективными направлениями развития современной промышленности /2/. Так большой практический интерес представляет применение технологических решений с использованием наночастиц при решении ряда инженерно-конструкторских задач оптического приборостроения, в частности при производстве оптических фильтров для различных спектральных диапазонов. Целью данной работы является разработка новых полимерных оптических сред, имеющих ярко выраженные пики поглощения в видимой области спектра за счет эффекта резонансного поверхностного плазмонного резонанса у коллоидов наночастиц благородных металлов /3/.

Известно /4/, что при воздействии высокоинтенсивных лазерных импульсов (плотность мощности: 10^9 Вт/см², длительность импульса ~ 100 нс) на металлы образуется двухфазный плазменный поток (эрэзионный лазерный факел), состоящий из продуктов разрушения мишени. С течением времени /5/, пары материала мишени конденсируется в жидкокапельную фазу с характерными размерами, принадлежащими нанометровому диапазону размеров. Сформированные в лазерном

эрозионном факеле металлические частицы можно осадить в жидкую среду, формируя тем самым коллоидный раствор обрабатываемого металла. Как правило, при однократном воздействии лазерного импульса с обсуждаемыми параметрами формируется достаточно малое количество частиц (общая масса частиц выносимой конденсированной фазы при одноимпульсном воздействии составляет единицы-десятки микрограммов, в зависимости от типа металла и условий воздействия). Поэтому, для получения достаточно концентрированных коллоидных растворов металлов целесообразно применять последовательности действующих лазерных импульсов, что достаточно просто достигается при использовании в частотном режиме современной лазерной техники. При этом в процессе синтеза необходимо лишь обеспечить постоянную смену локализации пятна фокусировки на поверхности мишени /6/.

В данной работе для формирования водных коллоидных растворов наночастиц металлов применялся Nd:YAG ($\lambda=1064$ нм) лазер с длительностью импульса 20 нс и средней энергией импульса 200 мДж, что при фокусировке в пятно с $d=1$ мм позволяло получать плотности мощности ~ 1 ГВт/см². В качестве мишени выступали массивные мишени серебра и золота 999,9 пробы. Частота следования импульсов составляла 5 Гц. Характерное время экспозиции для получения оптически плотных образцов золотосодержащих коллоидных растворов было выбрано равным 10 мин для одного образца с объемом 120 мл. Процесс синтеза происходил в воздушной среде с последующим осаждением сформированных металлических наночастиц в воду либо водные растворы пленкообразующих веществ.

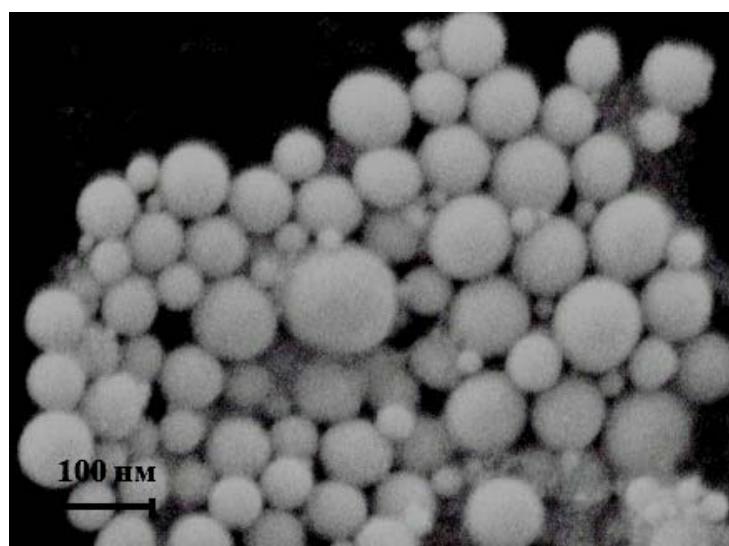
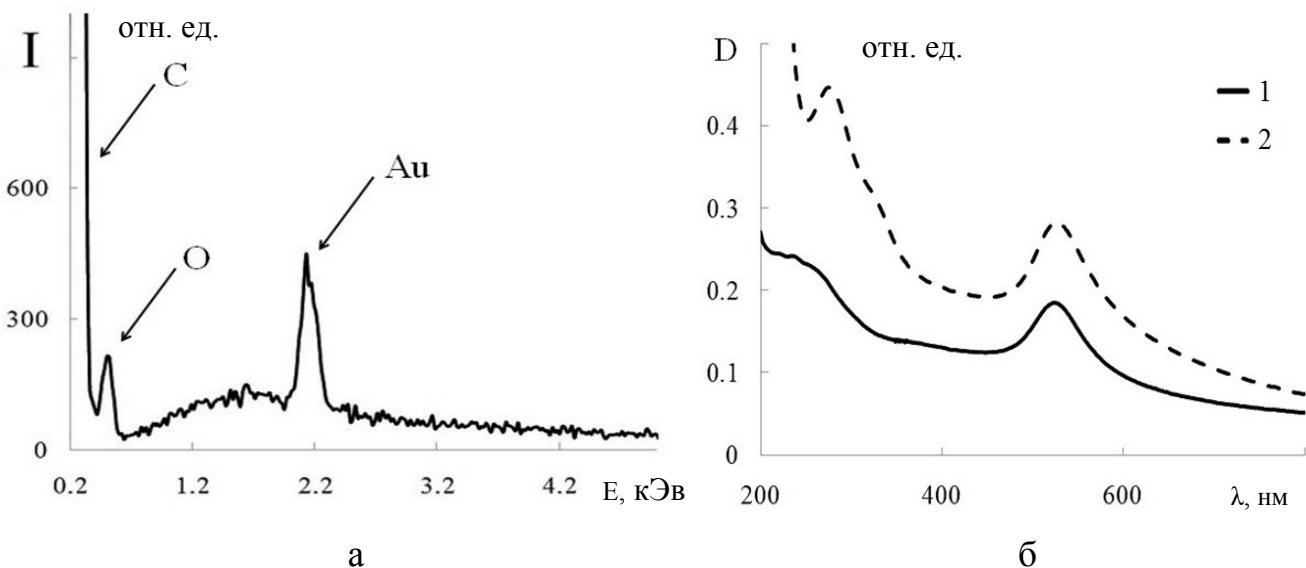


Рисунок 1 – РЭМ-изображение частиц золота, осажденных из коллоидного раствора

Для исследования характеристик наночастиц в водном коллоидном растворе после соответствующей подготовки образцов были применены растровая электронная микроскопия (РЭМ), регистрация спектра характеристического излучения и абсорбционная спектроскопия.

Результаты исследования образцов с помощью РЭМ показали (смотри рисунок 1) присутствие наноразмерных частиц со средними размерами ~ 50 нм и дисперсией распределения частиц по размерам $\sim 20\%$, что характерно для конденсационных процессов каплеобразования.



а) Спектр характеристического излучения при возбуждении частиц электронным пучком, б) с помощью абсорбционной спектроскопии
(1 – водный раствор, 2 – ПВС-содержащий раствор)

Рисунок 2 – Результаты исследования частиц коллоидного раствора

Исследование полученных образцов полимерных пленок, модифицированных наночастицами золота и серебра, показало однородное распределение синтезированных металлических наноструктур по объему полимерной матрицы. При этом полоса поверхностного плазмонного резонанса использованных металлов подверглась «красному сдвигу» по сравнению с их водными коллоидными растворами. Однако принадлежность этих полос к видимому спектральному диапазону и значительная их контрастность делает разработанные модифицированные полимерные пленки перспективными для производства недорогих пассивных ограничителей световой мощности с видимой области спектра.

Спектр характеристического излучения частиц, находящихся на углеродной подложке (смотри рисунок 2 а), говорит о том, что их материал соответствует материалу мишени, т.е. в данном случае золоту. Спектроскопия коллоидного раствора (смотри рисунок 2 б, кривая 1)

показывает наличие характерного пика поверхностного плазмонного резонанса (ППР) в спектре поглощения образца. Его максимум приходится на 520 нм, что говорит о присутствии в колloidном растворе наночастиц золота со средними размерами порядка 50 нм. Присутствие пиков С и О обусловлено типом применявшейся подложки. Оptическая плотность образца говорит об оценке концентрации наночастиц в растворе 10^{11} - 10^{12} см⁻³.

Литература

1. **Аваделькарим О.О.** Нанонаука и нанотехнологии. Энциклопедия систем жизнеобеспечения. М.: EOLSS Publishers, ИД МАГИСТР-ПРЕСС, 2011.
2. **Ершов Б.Г.** Наночастицы металлов в водных растворах: электронные, оптические и каталитические свойства, Рос. Хим. Ж. 3 (2001) 20–30.
3. **Витязь П.А.** Наноструктурные материалы. М : Беларусь – Россия, 2004.
4. **Kozadaev K.V.** The investigation of two-phase plasma fluxes of silver, Publ. Astron. Obs. Belgrade. **89** (2010) 139–141.
5. **Гончаров В.К.** Начало конденсации в эрозионных факелях металлов при высокоинтенсивном субмикросекундном лазерном воздействии ИФЖ. 4 (2011) 723–728.
6. **Козадаев К.В.** Лазерный синтез наночастиц металлов в воздушной атмосфере. Научные стремления 2010: сборник материалов I Республиканской молодежной научно-практической конференции с международным участием, Минск, 2010 422-425.

ИЗМЕРЕНИЕ ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ ПИРОМЕТРОМ С ПЗС-МАТРИЦЕЙ SONY ICX415AL

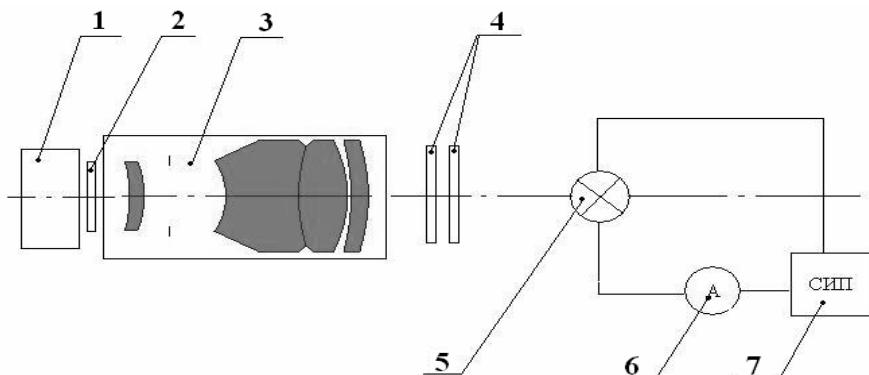
И.С. Никончук, А.Н. Чумаков

Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
nick@imaph.bas-net.by

Abstract

The optical pyrometer based on CCD SONY I415AL was created in order to monitor the processes of pulsed plasma modification of materials. Spatio-temporal distribution of spectral brightness and temperature of the surface obtained with a pyrometer allow us to estimate its contribution to the process of plasma surface modification of materials processed.

С целью контроля процессов импульсной плазменной модификации материалов создан оптический пирометр, обеспечивающий определение яркостной температуры плазменных образований с пространственно-временным разрешением. В основу оптического пирометра (рис. 1) положена система регистрации оптического излучения на базе ПЗС-матрицы ICX415AL, управляемая персональным компьютером.



1-3 – пирометр на основе матрицы ICX415AL; 2 – фильтр №87017 на 516 нм; 3 – объектив Юпитер-21А; 4 – набор нейтральных светофильтров; 5 – светоизмерительная лампа СИ10-300у; 6 – амперметр М-104; 7 – стабилизированный источник питания СИП 30

Рис.1. Схема калибровки пирометра по эталонной лампе СИ10-300у

Пирометр калибровался по значениям спектральной энергетической яркости эталонной светоизмерительной лампы СИ10-300у, калиброванной в интервале от 0,3 до 2,5 мкм в Саратовском центре стандартизации и метрологии (рис. 1). Питание лампы осуществлялось постоянным током от стабилизированного источника питания СИП-30. Величина тока

контролировалась амперметром типа М-104. Схема экспериментальной установки для калибровки пирометра по эталонной лампе приведена на рисунке 1, параметры установки сведены в таблицу 1.

Таблица 1 Параметры экспериментальной установки для калибровки системы регистрации

Система регистрации оптического излучения на основе матрицы ICX 415 AL	№: 200807-14-02-07500-016-05-00479
Размер матрицы фотоприемника	7,48 мм×6,15 мм
Размер пикселя	8,3 мкм×8,3 мкм
Объектив	Юпитер-21А
Фокусное расстояние объектива, f	200 мм
Диафрагма, D	16
Шкала расстояний, значение	2,4
Блок питания	СИП30
Амперметр (класс точности 0,5)	М-104 №
Лампа	СИ10-300у №70
Ширина излучающей ленты эталонной лампы	3 мм
Ширина изображения излучающей ленты эталонной лампы на матрице фотоприемника	0,432мм (48 пикселей)

Спектральная яркость плазмы рассчитывается по формуле /1/:

$$B_{пл} = B_{эт} \frac{\Omega_{эт}}{\Omega_{пл}} \frac{S_{эт}}{S_{пл}} \frac{\tau_{эт}}{\tau_{пл}} \frac{I_{пл}}{I_{эт}}, \quad (1)$$

Учитывая, что $\Omega = \frac{\pi}{4} \frac{f^2}{D^2 \cdot L^2}$, $S = K_y^2 \cdot d_{pixel}^2$, формула (при использовании одного и того же объектива) преобразуется:

$$B_{пл} = B_{эт} \frac{D_{пл}^2}{D_{эт}^2} \frac{L_{пл}^2}{L_{эт}^2} \frac{\tau_{эт}}{\tau_{пл}} \frac{\Delta t_{эт}}{\Delta t_{пл}} \frac{K_{уэт}^2}{K_{упл}^2} \frac{I_{пл}}{I_{эт}}, \quad (2)$$

где $B_{пл}$ – спектральная яркость плазмы; $B_{эт}$ – спектральная яркость эталона; $D_{пл}$ – диафрагма (плазма); $D_{эт}$ – диафрагма (эталон); $L_{пл}$ – расстояние от объектива до мишени; $L_{эт}$ – расстояние от объектива до эталонной лампы; $\tau_{пл}$ – коэффициент пропускания набора светофильтров (плазма); $\tau_{эт}$ – коэффициент пропускания набора светофильтров (эталон); $\Delta t_{пл}$ – время экспонирования плазмы; $\Delta t_{эт}$ – время экспонирования эталона; $K_{упл}$ – коэффициент увеличения оптической системы регистрации (плазма); $K_{уэт}$ – коэффициент увеличения оптической системы регистрации (эталон); $I_{пл}$ – амплитуда сигнала плазмы; $I_{эт}$ – амплитуда сигнала эталона.

Параметры регистрации амплитуды сигнала эталонной лампы приведены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры регистрации

Спектральная яркость $B_{\text{эт}}$ на длине волны 516 нм (в максимуме пропускания фильтра №87017, $\lambda_{\text{max}} = 516$ нм, $\tau_{516\text{max}} = 0,7211$, $\Delta\lambda_{516} = 24$ нм)	$2,4 \cdot 10^{-17}$
Расстояние L (от объектива до эталонной лампы)	165 см
Экспозиция регистрации $\Delta t_{\text{эт}}$	3,582 мс
Коэффициент увеличения (уменьшения) оптической системы регистрации K_y	6,94
Пропускание фильтров	
Фильтр №87017 на 516 нм $\Rightarrow 72,11\%$	$\tau_{516\text{max}} = 0,7211$
Фильтр НС-7 (3 мм) $\Rightarrow 40,3\%$	$\tau_{\text{HC7}} = 0,4030$
Фильтр НС-8 (3 мм) $\Rightarrow 14,50\%$	$\tau_{\text{HC8}} = 0,1450$

С помощью программного обеспечения для системы регистрации CCD Image было отснято 3 кадра, и выведены результаты для центральной области матрицы и на расстояниях 200 пкс влево и вправо (рисунок 2).

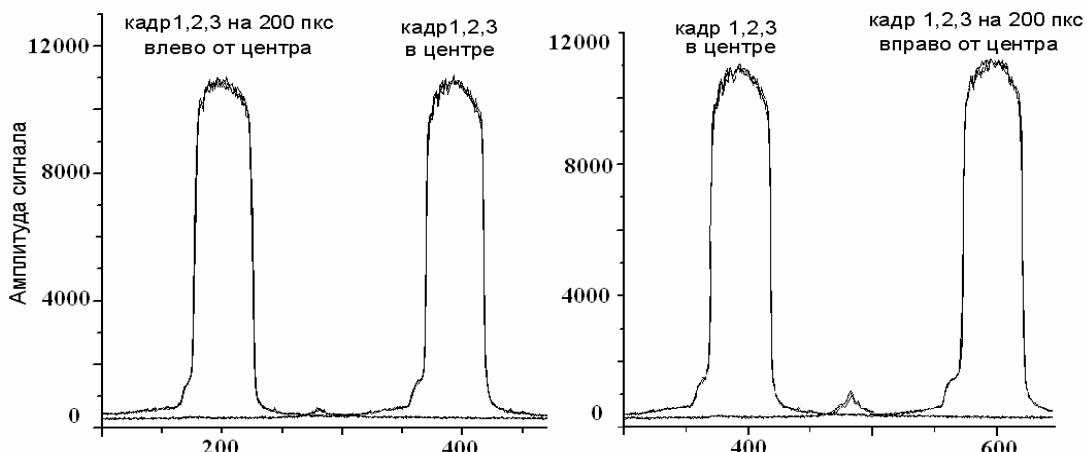


Рис.2. Амплитуда сигнала в центре матрицы и на 200 пикселей влево и вправо от центра (по 3 кадра).

Среднее значение амплитуды $I_{\text{эт}}=10800$ (это значение используется для расчета спектральной яркости плазмы).

Созданный пирометр используется для определения пространственного распределения яркости приповерхностной плазмы при исследовании процессов импульсно-плазменной и лазерно-плазменной модификации материалов. Типичные фотографии свечения лазерной плазмы на стальной мишени при ее облучении в воздухе импульсным

излучением неодимового лазера ($\lambda=1,06$ мкм, $\tau=80$ нс) представлены на рисунке 3.

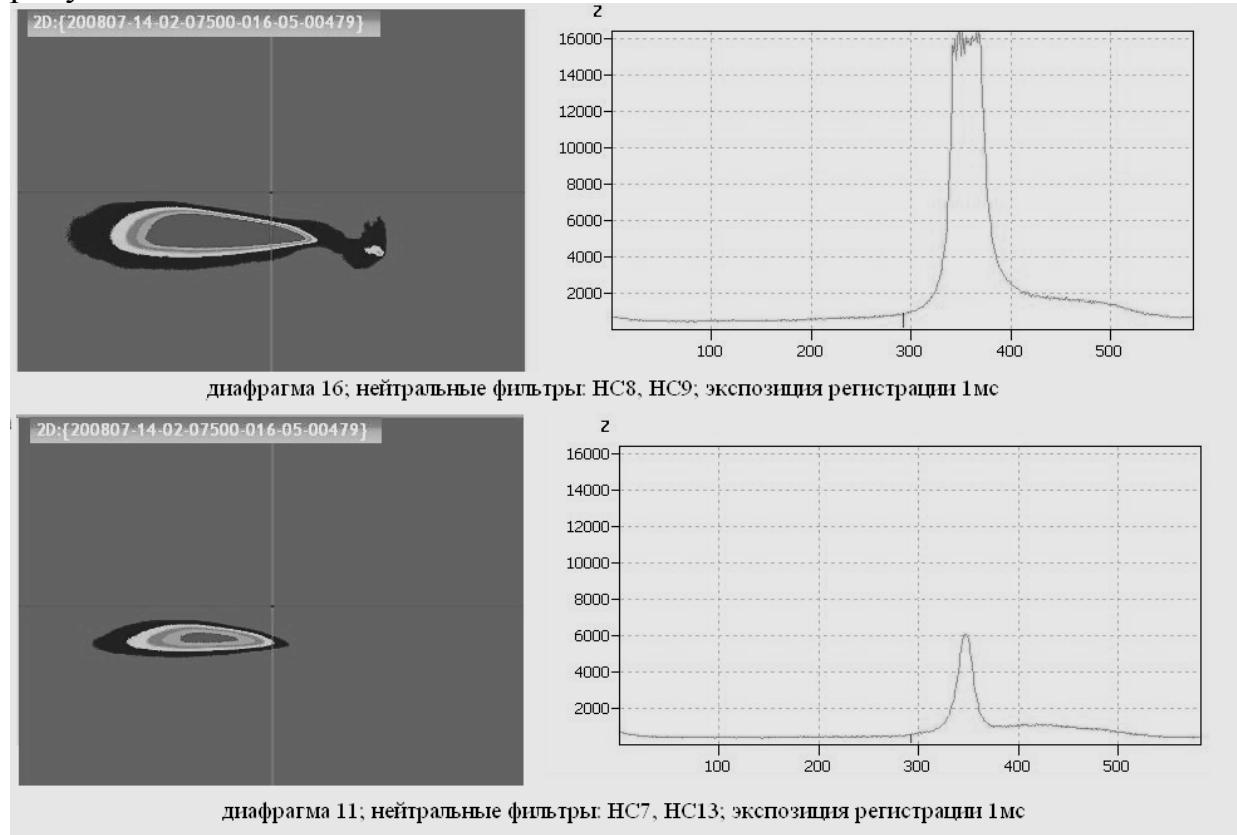


Рис.3. Фотографии лазерной плазмы (слева) и профили ее спектральной яркости на $\lambda=516$ нм (справа, $T_{\max}=4112$ и 4018 К) у поверхности стальной мишени

Пространственный профиль спектральной яркости плазмы B_{xy} определяется по профилям зарегистрированных сигналов пирометра из формулы (2) с учетом условий регистрации (экспозиции и времени свечения плазмы, значений диафрагмы, расстояния съемки и пропускания фильтров). Полученные данные с использованием формулы Планка обеспечивают расчет распределения яркостной температуры плазмы.

Получаемые с помощью пирометра пространственно-временные распределения спектральной яркости и температуры приповерхностной плазмы позволяют оценить ее вклад в процессы плазменной модификации поверхности обрабатываемых материалов.

Список литературы

1. Спектроскопическая диагностика эрозионной лазерной плазмы / Баканович Г.И. [и др.]. – Минск, 1978. – 30 с. – (Препринт / НАН Беларуси, Институт физики. – №149).

ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НАГРЕВЕ ТИТАНА В ВОЗДУХЕ КВАЗИНПЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ НИЗКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

В.И. Насонов

Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь

Кинетике процессов в поверхностном слое, структуре, составу и свойствам образующейся окалины при нагреве титана в различных средах было посвящено много экспериментальных и теоретических исследований (см., например, /1–3/). С развитием современных технологий в разных областях техники, где титан находит применение как химически активный металл (создание многослойных пористых структур для катализа реакций химических процессов, получение протяженных пористых образований, используемых в качестве фильтров, формирование нанотрубок различного применения и др., см., например, /4, 5/) расширение представлений о поведении титана при его нагреве в различных условиях остается актуальным.

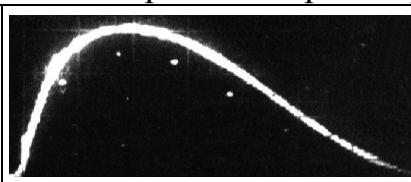


Рис.1. Осциллограмма лазерного импульса

В настоящей работе для нагрева титана использовалось квазинепрерывное излучение неодимового лазера ГОС-1001 ($\lambda = 1.06$ мкм). При изучении изменений в зоне нагрева применялся метод измерения отражения излучения в течение лазерного импульса. Лазерный импульс имел гладкую форму, общую длительность ~ 1.5 мс и длительность переднего фронта ~ 0.3 мс (рис.1). Плотность потока q лазерного излучения (ЛИ) в зоне нагрева изменялась в пределах $0.08 \leq q \leq 0.4$ МВт/см².

Мишениями служили образцы титана ВТ1-0 (α -сплав). Поверхности образцов предварительно шлифовались. В ходе облучения при разных q ЛИ одновременно измерялись коэффициенты зеркального (R_z) и диффузного (R_d) отражения, по ним определялся коэффициент полусферического отражения ($R = R_z + R_d$). В /6/ приведены результаты предварительных исследований отражения в процессе лазерного нагрева титана. Но в этой работе поведение отражения на начальной стадии нагрева и роль плазменного факела при повышенных q ЛИ в динамике отражения не рассматриваются. В представленной работе особое внимание уделено изучению указанных вопросов, конкретизированы отдельные заключения ранних исследований.

Результаты исследований представлены на рис.2, а–в. При нагреве титана ЛИ с $q = 0.08$ МВт/см² наблюдалось очищение поверхности от производственных загрязнений (углеводородных пленок и других включений),

что указывает на достижение температуры в зоне облучения $T \geq 770$ К. На заключительной стадии воздействия (рис. 2, *a*) такое очищение приводило к возрастанию R относительно исходного значения $R_0 = 43\%$. Снижение коэффициентов отражения в начале облучения в этих условиях связано с растворением кислорода в α -титане /7/, на чем остановимся позже.

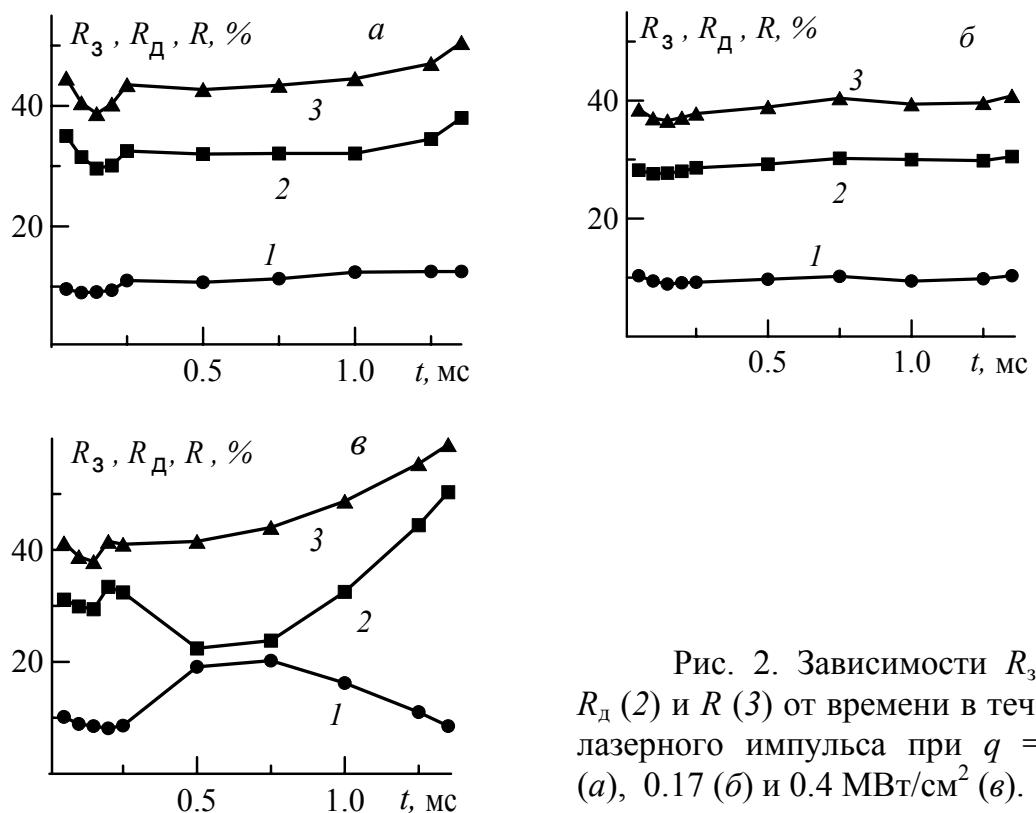


Рис. 2. Зависимости R_3 (1), R_d (2) и R (3) от времени в течение лазерного импульса при $q = 0.08$ (*a*), 0.17 (*b*) и 0.4 МВт/см 2 (*c*).

При плотности потока ЛИ $q = 0.17$ МВт/см 2 в зоне нагрева достигались температуры $T \geq 870$ К. Рентгенофазовый анализ показал, что в этих условиях на поверхности происходит твердофазное окисление титана с образованием фаз TiO_2 и Ti_3O_5 . В ходе воздействия (рис. 2, *b*) рост отражения ЛИ за счет очищения поверхности компенсируется его снижением за счет образования рутила (окалины), имеющего более рыхлую структуру. Влияние растворения кислорода в α -Ти, как и при $q = 0.08$ МВт/см 2 , заметно на начальном участке хода коэффициентов R_3 , R_d и R .

Воздействие на титан при $q = 0.4$ МВт/см 2 приводило к плавлению поверхности, которое наступало при достижении некоторой мгновенной плотности потока $q(t)$ на переднем фронте лазерного импульса, близкой к q_{\max} . Поведение R_3 , R_d и R (рис. 2, *c*) для этого случая можно объяснить следующим образом. На ранней стадии облучения, когда $q(t)$ мала и температура поверхности не высокая, при нагреве происходит растворение

кислорода воздуха в твердом α -Ti с одновременным окислением металла и образованием в наружном слое относительно устойчивой тонкой пленки из рутила TiO_2 [1]. С повышением $q(t)$ слой пленки прирастает, образуя окалину, содержащую, согласно [8], и другие соединения титана, в т. ч. слой твердого раствора TiO_2 в Ti_2O_3 и слой TiO. Механизм формирования окалины в данном случае сложен. В общем принято считать [1], что при нагреве титана на воздухе рост окалины на поверхности обеспечивается диффузией катионов титана из металлической матрицы в окалину и встречной диффузией кислорода и азота воздуха через окалину в металл с растворением их в α -и в меньшей степени β -Ti. Но в нашем случае нагрева металла коротким интенсивным лазерным импульсом необходимо учитывать еще и высокий темп нарастания температуры на поверхности.

При воздействии интенсивного лазерного импульса на воздухе реакция синтеза оксида TiO_2 в зоне нагрева резко неизотермична вследствие сильной положительной обратной связи между скоростью окисления и ростом температуры в металле. Возникающие при этом высокие внутренние термонапряжения в окалине и в прилегающей металлической основе порождают в них дополнительные микропоры и трещины, через которые возрастают диффузия кислорода воздуха в металл, и увеличивается поглощение ЛИ [7]. Поэтому на ранней стадии нагрева коэффициенты отражения R_s , R_d и R должны снижаться, что и видим при $t \leq 0.25$ мс (см. также рис 2, *a*, и *б*). Однако уже на стадии $0.25 \leq t \leq 1$ мс происходят синхронные противоположно направленные изменения коэффициентов отражения R_s и R_d , что является признаком оплавления шероховатостей наружного слоя и повышения зеркальности поверхности [9]. Такое поведение R_s и R_d указывает на то, что начиная с момента времени $t \sim 0.25$ мс доминирующее влияние на кинетику отражения начинает оказывать агрегатное превращение титана из твердого состояния в жидкое. С образованием в зоне облучения новых химических соединений титана на отражение будут влиять и их оптические характеристики. Кроме того, в ходе воздействия при $q \geq 0.4$ МВт/см² на отражение ЛИ может оказывать влияние и активация гетерогенного горения титана.

В экспериментах осциллографическим методом регистрировалось свечение плазменного факела, развиваемого вследствие горения титана. При $q = 0.4$ МВт/см² начало, максимум и окончание свечения плазмы достигались в моменты ~ 0.32 , 0.9 и 1.6 мс соответственно. Сопоставление интенсивности свечения плазмы и кинетики коэффициентов отражения в течение лазерного импульса позволило заключить, что в процессе своего развития плазменный слой может оказывать экранирующее действие на мишень, переизлучая часть энергии ЛИ.

Заключение. Во всем диапазоне плотностей потоков $0.08 \leq q \leq 0.4$ МВт/см² в начале облучения все коэффициенты отражения излучения снижаются вследствие растворения в титане кислорода воздуха. В режиме воздействия при $q = 0.08\text{--}0.17$ МВт/см² отражение ЛИ в конце облучения определяется очищением поверхности от загрязнений и появлением на ней начальной рутиловой пленки. При нагреве титана в режиме $q = 0.4$ МВт/см² на стадии $t \geq 0.25$ мс происходит его плавление, и поведение отражения на возрастающей стадии лазерного импульса определяется динамикой профиля поверхности. С развитием плазмообразования вследствие горения титана на стадии близкой к $t = 0.9$ мс отражение излучения проходит в условиях умеренного экранирующего действия плазменного слоя на пути лазерного луча.

Литература

1. **Войтович Р.Ф., Головко Э.И.** Высокотемпературное окисление титана и его сплавов, Киев, Наук. думка (1984)
2. **Гуревич С.М., Замков В.Н., Блащук В.Е. и др.** Металлургия и технология сварки титана и его сплавов, Киев, Наук. думка (1986)
3. **Акимов А.Г., Бонч-Бруевич А.М, Гагарин А.П. и др.** Изв. АН СССР, сер. физич., **46** (1982) 1177–1185
4. **Жирков О.Н., Морозов А.П.** Фундамент. исследов., №5 (2006) 84–85
5. **Абрамов Д.В., Герке М.Н., Кучерик А.О. и др.** Квант. электрон., **37**, №11 (2007) 1051–1054
6. **Nasonov V.I.** Contributed Papers V Intern. Conf. Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-V'2006), 18–22 September 2006, Minsk, Inst-te Mol. At. Phys. NASB (2006) 631–634
7. **Бобырев В.А., Бункин Ф.В., Кириченко Н.А. и др.** Квант. электрон., **9** (1982) 695–703
8. **Акимов А.Г., Гагарин А.П., Дагуров В.П. и др.** ЖТФ, **50** (1980) 2461–2463
9. **Минько Л.Я., Лопарев А.Н., Насонов В.И., Ковалев А.М.** Квант. электрон., **12** (1985) 1211–1219

FORMATION OF SILICON-BASED NANOSTRUCTURES BY COMPRESSION PLASMA FLOW ON Ta/Si SYSTEM

V.M. Astashynski¹, A.H. Sari¹, A.M. Kuzmitski¹, Yu.A. Petukhou²,
V.V. Uglov³, M.A. Andreev⁴

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasti ave. 68, 220072
Minsk, Belarus

²Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, Brouka st. 6, 220013
Minsk, Belarus

³Belarusian State University, Nezalezhnasti ave. 4, 220030 Minsk, Belarus

⁴Institute of welding and protecting coatings, Platonov st. 41, 220005 Minsk, Belarus

1. Introduction

In recent years, material processing has developed towards more precise and controllable smart processing stages. One of the important key in this regard is the performance of the applied heat source. A pulsed plasma source is one of the most superior heat sources due to its high temperature and high energy density transmitted to target. A quasistationary plasma accelerators are sources of supersonic compression plasma flows in which the duration of the stable state is much longer ($\sim 100\text{-}1000 \mu\text{s}$) than the flight time of the plasma in the acceleration channel. Magnetoplasma compressor (MPC) is the source of quasistationary compression plasma flows (CPF) [1]. The action of CPF on metals and semiconductors intensively studied in last decade promote CPF as an effective tool for materials modifying [2]. The thermal, radiation and mechanical action of the plasma flow provides non-equilibrium conditions for the formation of low-dimensional structures on the materials surface and in pre-surface layers [3]. The CPF can be effectively used for mixing of ‘coating/substrate’ system, thus leading to alloying of substrate with atoms of coatings and a plasma forming gas. On the other hand, metal silicides are widely used in electronics due to their compatibility with silicon technology and wide variety of electrophysical properties subject to element composition, stoichiometry and crystal structure [4].

2. Experiment

Single crystal silicon wafers (crystallographic orientation of both (100) and (111)) were used as substrates. Pre-deposition of Ta was carried out by ion beam sputtering and deposition technique. The method was new generation of protective coating by using an ion source that can generate two separate ion beam with ring geometry. One of them is used for sputtering, the other for pre-treatment (ion cleaning and activation) of the substrate surface before coating [5]. Resulting layer thickness was 2 μm . CPF treatment was carried out in magnetoplasma

compressor (MPC) of compact geometry (fig 1). CPF was performed in “residual gas” mode: pre-vacuumed compressor chamber was filled with orifice gas (nitrogen) up to 400 Pa pressure.

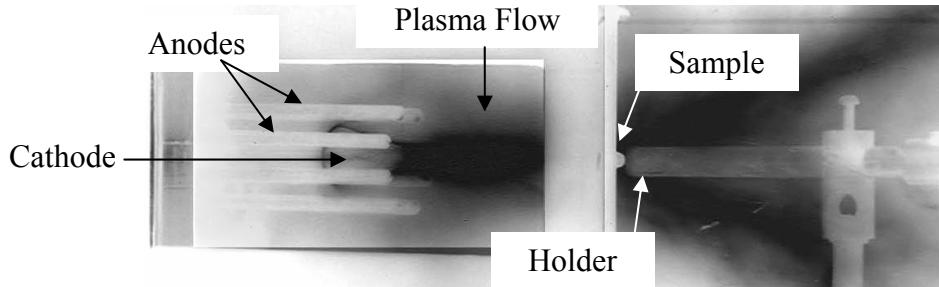


Figure 1. Photo of Compression plasma flow (CPF) system during a typical experiment.

Samples were fixed in a distance of 12 cm to cathode, were exposed to CPF by single and by series of three pulses. The plasma flow parameters were as follows: pulse duration $\sim 100 \mu\text{s}$, plasma velocity $(5-6) \times 10^6 \text{ cm/s}$, electron concentration $(4-7) \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, dynamic plasma pressure and temperature 1.5 MPa and 2-3 eV, respectively. Power density absorbed by the target W varied in the range from 0.3 to 1.4 GW/m². Plasma power density W can be controlled by the discharge voltage (3.5 kV in this experiment). Phase composition was studied by X-ray diffraction (XRD) using a diffractometer DRON-4-13 with a Bragg–Brentano focusing in Cu emission. Microstructure and elemental composition of the intermixed solidified layer were investigated by scanning electron microscopy (SEM) Supra 55 (Carl Zeiss) with an Oxford Instruments INCA 350 EDS system.

3. Results and discussion

The weight percentage of elements after tantalum thin film deposition obtained using EDX (tantalum: 81.7 % and oxygen: 11.5 %). The SEM images of samples’ surface after CPF action are demonstrated in figure 2, which show the formation of nano-size silicides particles and clusters ($\sim 20 \text{ nm}$ to 100 nm). According to phase diagram of Ta/Si system [6], and our experimental results a part of melted tantalum at the interface can be intermixed with silicon. The rest of Ta can be partially evaporated to the shock layer of plasma flow and forced back toward the sample surface. In previous studies such clusters were also observed when metallic powder injected to CPF [7]. The formation of this structure is caused by thermal action of plasma. The CPF action leads to heating of the surface layer and initiates solid-state diffusion of metal into silicon followed by rapid cooling ($\sim 10^7 \text{ K/s}$) of the intermixed liquid [2]. Figure 3 shows the results of x-ray diffraction analysis of CPF treated samples. The XRD analysis revealed that crystalline tantalum silicides (mostly in the form of

hexagonal $Si_{1-x}Ta_{3+x}$) have been formed for both silicon substrates. This was also confirmed by SEM elemental image map analysis for both 1 pulse and three pulses of CPF treated samples. In figure 3.b, some amorphous phase has also formed where a wide halo can be seen in XRD patterns of CPF treated samples in $2\theta=25-55^\circ$ region. Average interatomic distance r in the amorphous phase was calculated by Erenfest formula

$$2r \sin \theta = 1.23 \lambda$$

where θ – diffraction angle, λ - X-ray radiation wavelength (0,1542 nm).

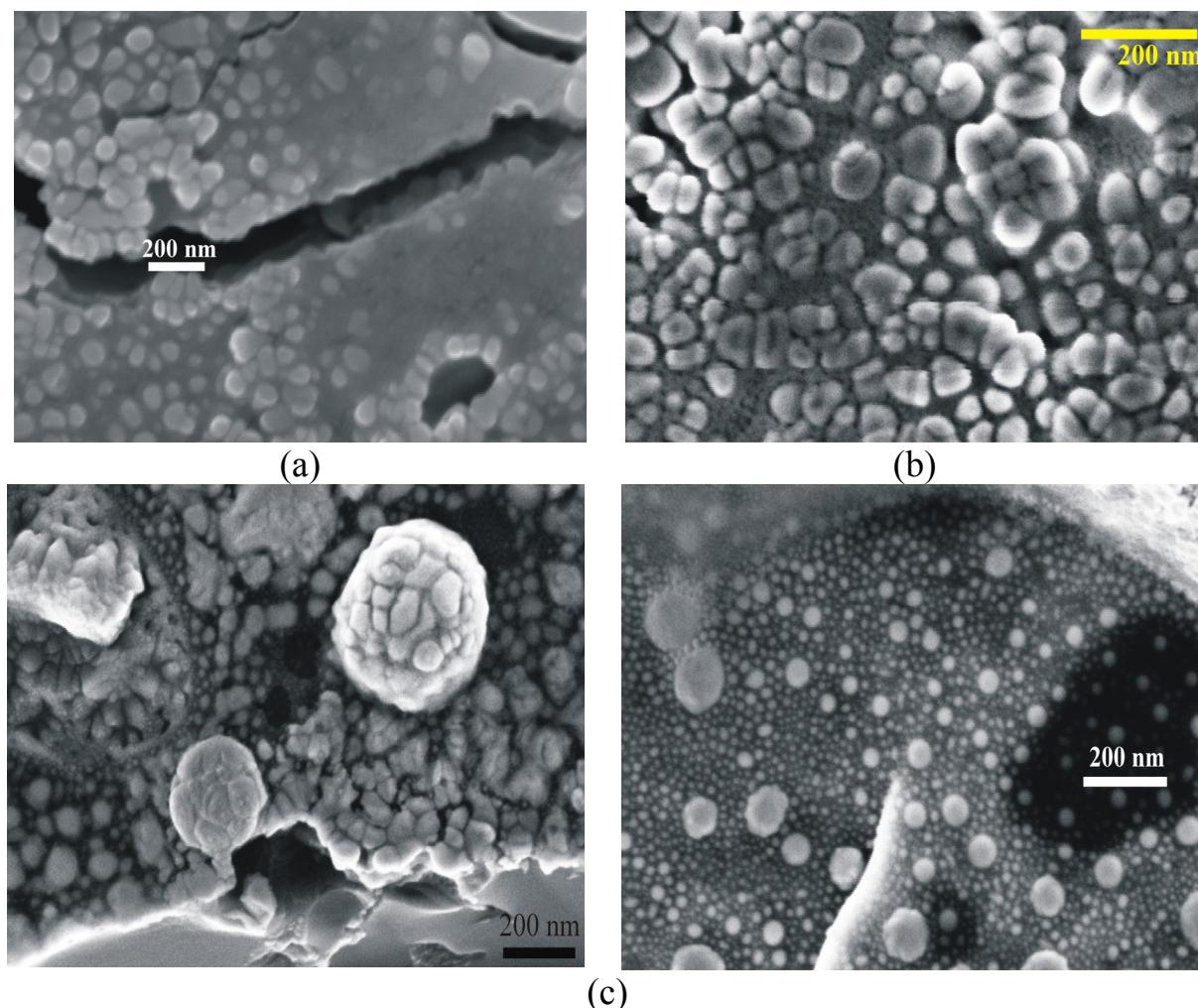


Figure 2. SEM images for one pulse of CPF on (a)Ta/Si(100) and (b) Ta/Si(111), and three pulses of CPF on (c) Ta/Si(100).

According to the calculation results, by increasing the number of pulses from 1 to 3, r changes from 2.94 \AA to 2.89 \AA . This is not a significant difference because the power density and consequently temperature and heat expansion delivered to the target dose not change during each individual pulses.

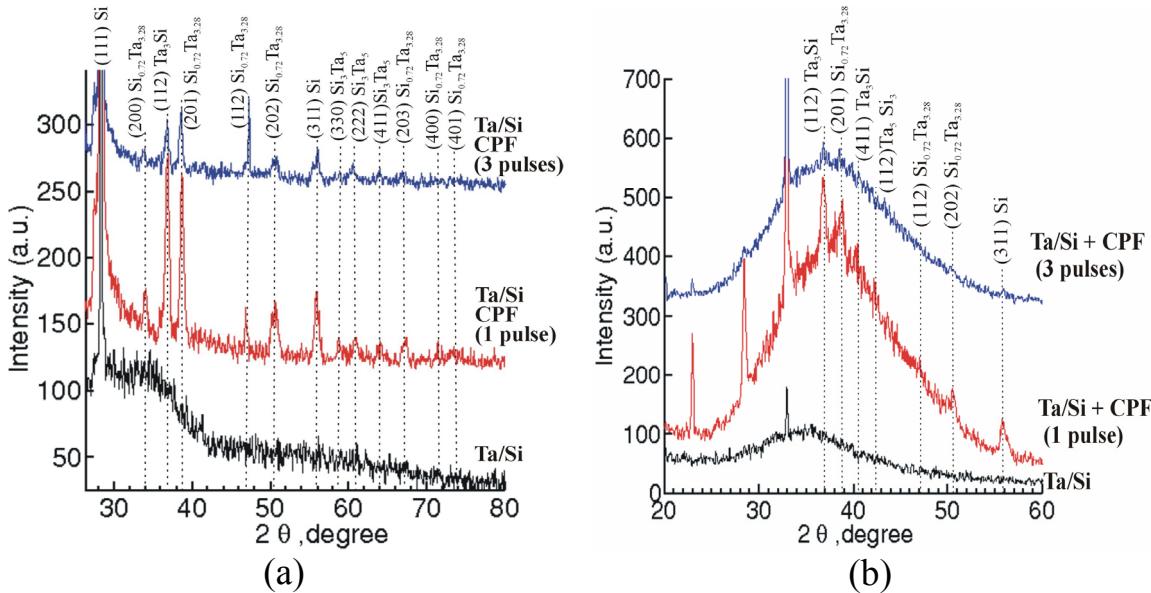


Figure 3. XRD diagram of untreated and CPF treated of Ta/Si system by one and three pulses for (a) Si (111) and (b) Si (100) substrates.

Conclusion

The use of CPF on Ta/Si system results in the formation of metal coating composed from spherical clusters and nanostructures (~20 to 100 nm). The CPF action results in the formation of tantalum silicides. Formation of nanoclusters is provided by condensation of cluster vapor on silicon from shock-compressed plasma layer. Results of studies show great potential of CPF application for the development of novel nanostructured metal-silicide materials for magnetic, thermoelectric and photovoltaic applications.

References

- [1] A.I. Morozov, Sov. J. Plasma Phys., 16, 69-84 (1990).
- [2] V.V. Uglov, N.T. Kvasov, Yu.A. Petukhov, V.M. Astashinskii, and A.M. Kuz'mitskii, J. Surf. Invest. 4, 2 (2010) 338.
- [3] A.D. Pogrebnyak, Yu.N. Tyurin, Physics-Uspekhi, 2005, Vol. 175, No. 5, P. 487-514.
- [4] L. J. Chen, JOM 57, 9, 24 (2004).
- [5] M.A. Andreev, E.D. Manojlo, A.I. Shevtsov, N.M. Chigrinova, Inzhenermekhanik (in Russian), 2009, No. 1, P. 25-28.
- [6] Smithells Metal Reference Book. Ed. E.A. Brandes, G.B. Brook (1999) 11-220.
- [7] Y. A. Petukhov, V. V. Uglov, N. T. Kvasov, A. V. Punko, I. L. Doroshevich, V. M. Astashynski, A. M. Kuzmitski, Proceeding of 1st International conference on Nanomaterials: Applications and Properties (NAP-2011), September 2011, Ukraine, Vol. 1, Part II, 440-447.

THE USE OF CONTACTLESS METHODS FOR ROCKET ENGINES DIAGNOSING

S.A. Hryshyn¹, A.L. Petsiuk¹, D.A. Yagodnikov², Y.V. Antonov²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasti ave. 68,
220072 Minsk, Belarus, srbas@open.by

²Moscow State Technical University n.a. N.E. Bauman (MSTU), 2-nd Baumanskaya 5,
105005 Moscow, Russia, irina@interd.bmstu.ru

Contactless electrical, electromagnetic, optical, nuclear and thermal-physical methods of diagnosis of rocket engines have significant advantages over traditional contact methods. Electrical characteristics of the ionized gas flow can be monitored by measuring both the electrical parameters of the gas flow inside the channel, and the parameters of electric and magnetic fields on the outer surface of the gas channels of rocket engines (RE). The ability to measure AC currents and magnetic fields of the gas flow through the thickness of the shell units of rocket engines based on the fact that the alternating magnetic fields in the frequency range from 0.1 to 50 kHz are attenuated by nonmagnetic metal shells with a shielding factor acceptable to design workable systems for measuring the magnetic field.

Channels for optical radiation detection of burning components are designed to obtain basic data needed for the reconstruction of radiation intensity field configuration, which, in particular, allows to determine the degree of the rocket engine wear with the help of spectral emission lines of metals in the plume. Monitoring ash materials is essential for evaluation of liquid rocket engines resources and to prevent accidents.

In addition problems that are not addressed by means of contact diagnostics, include such processes as early diagnosis of the thermal erosion in gas tract, control of dynamics and maintaining optimal combustion regime.

A diagnostic system of the rocket engine's workflow, can use follow electrophysical methods as informative parameters: the magnitude of the self electric field of combustion products, electrical impulses caused by electrified particles, changing the spectral and frequency diagrams of electromagnetic waves generated by the exhaust stream of combustion products, the value of the charging current and the nozzle ablation current, the potential of electrification of the running rocket engine elements.

Recently, significant development was made in methods of non-contact temperature measurement, construction of temperature profiles of the combustion zone, and recording of fast processes with the help of digital cameras.

It is shown that the characteristics of combustion processes and combustion

products, which carry an information about the state of the system can be used to assess the resource and the wear of individual rocket engine units, intrachamber intensification of the processes and to develop systems of diagnostics and emergency protection.

Mathematical modeling of complex processes of hydro- and gas dynamics, chemical macrokinetics two-phase flows, as well as mathematical models of electrophysical processes in the gas path of rocket engine are considered.

It is essential to develop an experimental method of determining the electrophysical characteristics of working process in the combustion chamber of model rocket engine, the working body in which is formed by the products of combustion of ethanol and oxygen. The design of the combustion chamber allows to investigate the influence of the condensed phase on the electrophysical characteristics of the flow that simulates enters into RE of particulate impurities from the fuel tanks or condensed phase particles formed due to the flame erosion of the structural elements of the engine. To implement this, the powdered material particles based on copper or chromium-nickel alloy are injected into the combustion chamber before the tapered portion of the nozzle.

It is shown, that electromagnetic field sensors can be used for registration of combustion products electrophysical characteristics. These sensors provide recording during the experiment of alternating components of the magnetic and electric fields. The information received during fire tests is recorded and processed using a mobile digital recorder-analyzer of dynamic processes, which provides:

- measuring and processing the parameters of dynamic processes;
- registration, display, reproducing and transmission of measurement information via LAN interface;
- on-line express analysis.

Secondary processing of received during the fire tests of rocket engine data is performed using the signal processing software package designed for processing of measurement data using standard mathematical and statistical methods, graphical representation of data, file conversion to the required standard and documentation.

The spectral and correlation analysis of sensor signals for the most characteristic periods: before the start (registration of noise) in the process of ignition, during work of RE in the mode without injection of the condensed phase particles into the combustion chamber and work in the mode of operation with the introduction of particles was performed.

It is very important to develop the principles of creation of hardware and software complex (HSC) and methodological support for diagnostics of RE technical state in the process of their work by contactless methods, measuring

electrophysical, electromagnetic, thermal and spectral characteristics of gas flows.

The report provides an architecture of HSC for thermal erosion diagnostics of heat-loaded structural elements of liquid rocket engines based on the method of contactless determination of the characteristics of high temperature gas streams. The complex is designed to determine characteristics of the combustion products and structural elements of liquid rocket engine depending on the basic operating parameters of the engine. The possibility of co-operation of hardware and software, and automated control system for starting and registering the operating parameters of rocket engine is considered.

The HSC consists of an electromagnetic field, charged and neutral particles, temperature and optical radiation sensor system which will provide determination of the effect of pressure in the combustion chamber, the ratio of the components, the presence of particles in condensed phase on the electrophysical and spectral characteristics of the combustion products. Electronics unit will perform an automated rocket engine bench tests data collection and processing.

The main components of hardware and software complex are spectrophotometer system, magnetic measurement system and particles detecting system.

The optical part consists of brightness channels unit and illumination channels unit, light-protective hoods for elimination of stray external light and formation of a field of view, dispersion screen, interference filters, photo detectors for optical-electronics conversion of the light signal. The electronics block consists of recording and processing system and high-speed data transfer channels.

Magnetic measurement system is designed for monitoring and studying the dynamics of RE magnetic fields. The system includes a set of magnetic measurement modules and an electronics unit. Each magnetic measurement module measures three orthogonal components of the magnetic field and transfers received data to the electronics block via RS-422 interface.

The electronics block includes a single-board processor module, power supply modules, and current channels switching module.

Particle detecting spectrometer system provides registering of the peaks and variations of charged and neutral particles fluxes. It consists of detecting scintillation modules and information collection and processing unit.

ФОРМИРОВАНИЕ ВОЛНОВОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ

А.М. Петренко, Н.А. Босак, А.Н. Чумаков

Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
alhand@mail.ru

Abstract The generation conditions of ring surface structures during pulsed laser ablation of metals are established and the mechanism of their formation is proposed.

Установлению и анализу факторов, влияющих на образование поверхностных структур под действием импульсного лазерного излучения, посвящены работы ряда исследователей. Среди таких факторов рассматривались неустойчивости фазовых переходов первого рода, а именно плавления и испарения /1/, неустойчивость поверхности расплава, обусловленная зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры /2/, а также предложен механизм термоэлектрической неустойчивости /3/. При этом, как правило, учитывается экранирующее действие лазерной плазмы. Однако не принимается во внимание тот факт, что импульсная лазерная плазма является источником ударных волн и акустического импульсного излучения. Это, по-видимому, обусловлено тем, что согласно известным результатам численных расчетов взрыва с противодавлением после достаточного удаления головной ударной волны (УВ) от области взрыва в его центре образуется зона покоя. Ее граница расширяется со скоростью звука. В этой зоне массовая скорость равна нулю, а давление равно равновесному. Казалось бы, влияние динамики плазмы приповерхностного оптического пробоя на образование поверхностных структур можно не учитывать.

Однако выполненные нами эксперименты по исследованию ударных волн, генерируемых при оптическом пробое /4, 5/ выявили картину, качественно отличающуюся от результатов газодинамических расчетов. Выяснилось, что зона покоя практически отсутствует вследствие возбуждения долго не затухающих акустических колебаний, оказывающих влияние на всю область газодинамического течения. Это указывает на протекание сложных процессов трансформации ударно-волнового возмущения в широкодиапазонное акустическое излучение. При этом возможно образование вторичных расходящихся и сходящихся ударных волн (РУВ и СУВ) и переноса ими энергии и массы.

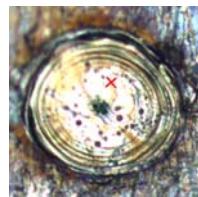
В настоящей работе выполнены экспериментальные исследования воздействия лазерного излучения на поверхность мишеней из

нержавеющей стали и титана с целью выявления влияния ударных волн и акустических возмущений на формирование волновой поверхностной структуры. В экспериментах использовалась установка на основе YAG:Nd³⁺-лазера ($\lambda = 1,064$ мкм, $\tau = 120$ мкс) в режимах квазинепрерывной генерации и модуляции добротности. Лазерное излучение (ЛИ) фокусировалось на горизонтальной поверхности мишени плосковыпуклой сферической линзой с фокусным расстоянием 60 мм в однородное пятно $d_n = 0,2$ мм. Энергия импульса ЛИ составляла $E = 290$ мДж. Благодаря использованию калиброванных нейтральных светофильтров НС-3 и НС-6 энергия и плотность мощности воздействующего на мишени ЛИ изменялась в широких пределах $1 \text{ МВт}/\text{см}^2 \leq q \leq 1000 \text{ МВт}/\text{см}^2$. Мишени изготавливались в виде прямоугольных пластинок размерами $10 \times 10 \times 1$ мм. Их лицевая поверхность шлифовалась, но не полировалась. Эксперименты проводились в воздухе при нормальных условиях.

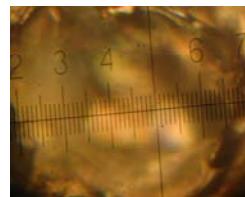
Поверхности облученных лазером мишеней исследовались методом оптической микроскопии и фотографировались цифровой фотокамерой. На рисунке 1 *а*, *б*, *в* приведены типичные фотоснимки облученных мишеней стали при плотности мощности воздействующего ЛИ $q_a = 1,1 \text{ МВт}/\text{см}^2$, $q_b = 1,8 \text{ МВт}/\text{см}^2$ и $q_c = 4,6 \text{ МВт}/\text{см}^2$. Для Ti получена сходная структура пятен облучения и потому не приводится.



а



б

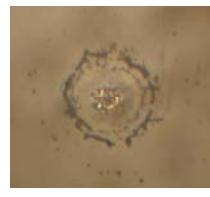


в

Рисунок 1 – Сталь нержавеющая



Pb



In

Рисунок 2 – Следы абляции

При $q = q_b$ (рисунок 1 *б*) область эрозии представляет собой неглубокий кратер, поскольку хорошо просматривается при одном положении фокуса объектива микроскопа. Внутри кратера видна регулярная структура возмущений поверхности в виде концентрических колец. В средней части колец нет. В центре имеется темное углубление малого размера с границей неправильной формы. Из рисунков 1 *а*, *в* видно, что и при $q > q_b$, и при $q < q_b$, несмотря на действие капиллярных сил, регулярные кольцевые структуры, подобные приведенной на рисунке 1 *б*, не образуются. Из приведенной ниже таблицы 1 видно, что размер кратера D_k минимален при $q = q_b$. Это означает, что формирование кольцевой поверхностной структуры сопровождается эффективным переносом энергии из горячей области пробоя во внешнюю среду.

Таблица 1 - Размеры кратеров в зависимости от плотности мощности ЛИ

Материал	q , МВт/см ²	1,1	1,8	4,6
Сталь	D_k , мм	$0,146 \times 0,13$	0,114	$0,324 \times 0,27$
Титан	D_k , мм	0,157	0,135	0,216

Такой перенос не могут обеспечить капиллярные возмущения, но могут ударные волны. Естественно предположить, что с УВ связано и образование поверхностных кольцевых волновых структур.

По-видимому, при $q = q_b$ устанавливается импульсно-периодический режим генерации плазмы с абляцией материала мишени, а также с генерацией РУВ. Это подтверждается приведенными на рисунке 2 концентрическими кольцевыми следами импульсно-периодической абляции, полученными на защитном стекле в том же режиме облучения мишней из Pb и In. (Луч лазера проходит сквозь защитное стекло по нормали к его поверхности). Радиус этих следов уменьшается по мере углубления кратеров. При этом на их внутренней поверхности формируется волновая структура в виде опоясывающих концентрических колец, подобных показанным на рисунке 1 б, располагающихся на разной глубине. Косвенно это также подтверждается результатами работы /6/, где обнаружены осцилляции температуры мишени на поздней стадии лазерного облучения в квазинепрерывном режиме.

В каждом акте пробоя формируется пароплазменное облако с плотностью, меньше равновесной. Вследствие этого пробой развивается подобно безмассовому взрыву. РУВ уносит в атмосферу часть энергии пробоя, формирует и транспортирует на периферию волну расплава (ударно-волновой тепло- и массоперенос). При воздействии длительных импульсов ЛИ приповерхностное образование плазмы носит периодический характер, прекращаясь вследствие плазменной экранировкой и возобновляясь под действием СУВ за счет повышения плотности и показателя преломления в центре. Этим обеспечивается дополнительная фокусировка, повышение плотности мощности ЛИ на дне кратера и инициирование следующего акта пробоя.

РУВ при достаточном удалении от центра из-за акустической дисперсии распадается на расходящуюся (РАВ) и сходящуюся (САВ) акустические волны. РАВ вносит вклад в акустическое излучение пробоя. САВ трансформируется в СУВ, снова инициирующую пробой. Представленная на рисунке 1 б концентрическая структура волн застывшего расплава обусловлена транспортными свойствами последовательности РУВ, генерированных последовательными актами пробоя при снижении их энергии на поздней стадии облучения.

При $q = q_a$ (рисунок 1 а) область эрозии - глубокий кратер с овальной границей. Вне его имеются натеки расплава. Внутри поверхность слабо и

нерегулярно возмущена, что указывает на доминирующую роль турбулентного теплопереноса в процессе формирования кратера. Механизм турбулизации здесь может быть обусловлен неравномерностью испарения материала мишени под действием ЛИ и зависимостью коэффициента преломления от плотности смеси воздуха и паров.

При $q = q_c$ (рисунок 1 *в*) область эрозии - глубокий кратер с четкой овальной границей. Внутри на разной глубине с помощью микроскопа просматриваются два кольца с сильно возмущенной поверхностью (из-за нечеткости изображений не приведены). В этом случае плотная пароплазменная область разлетается в относительно малоплотную среду и тормозится в ней. В силу этого развивается неустойчивость Релея-Тейлора границы горячей области, которая обуславливает ее турбулизацию /7/. Вызванный этим турбулентный теплоперенос обеспечивает быструю передачу энергии горячей области в материал мишени, ослабление генерации ударных волн и вклада ударно-волнового тепло- и массопереноса.

Таким образом, в работе выявлено, что импульсно-периодическая абляция металлов, облучаемых в квазинепрерывном режиме вблизи порога испарения, сопровождается формированием кольцевых волновых структур на их поверхности, что указывает на импульсно-периодическую динамику лазерной плазмы, как на ключевой фактор этого формирования. При этом генерация поверхностных кольцевых структур наиболее выражена при плотности мощности ЛИ $q \sim 2 \text{ МВт}/\text{см}^2$, затухает с повышением плотности мощности ЛИ выше $\sim 5 \text{ МВт}/\text{см}^2$, и вовсе прекращается при уменьшении q ниже $1,1 \text{ МВт}/\text{см}^2$, что может быть обусловлено сменой преобладающего механизма тепло- и массопереноса с ударно-волнового на турбулентный.

Авторы благодарны сотруднику Института физики НАН Беларуси Горбачевой А.Н. за помощь в регистрации микрофотографий (рисунок 1 *б*) на ИК-микроскопе “Continuum” (Thermo Fisher Scientific, USA).

Литература

- 1 Самохин А.А. Труды ИОФАН **13**, (1988) 3–98.
- 2 Левченко Е.Б., Черняков А.Л. ЖЭТФ, **81** 1 (1981) 202–209.
- 3 Иоффе И.В., Эйдельман Е.Д. Письма в ЖТФ, **15** 2 (1989) 9–11.
- 4 Чумаков А.Н. [и др.] ИФЖ, **75** 3 (2002) 161–165.
- 5 Чумаков А.Н. [и др.] ИФЖ, **76** 4 (2003) 89–94.
- 6 Рыкалин Н.Н. [и др.] ДАН СССР, **283** 6 (1985) 1376–1378.
- 7 Анисимов С.И., Зельдович Я.Б. Письма в ЖТФ, **3** 20 (1977) 1081–1084.

ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОЕ ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИИ ГИГАНТСКОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

А.Н.Чумаков¹, Н.А.Босак¹, А.Д.Замковец¹, И.А.Ходасевич¹,
Н.Н.Шерешовец¹, Л.В.Баран²

¹Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь

²Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030 Минск,
Беларусь

Abstract. Substrates with plasmon nanostructures suitable for use in giant Raman scattering spectroscopy were produced by the method of multipulse laser-plasma silver deposition.

Спектроскопия комбинационного рассеяния (КР) обладает уникальными возможностями обнаружения и идентификации химических веществ и соединений. Размещение исследуемой пробы на поверхности плазмонных наночастиц позволяет многократно увеличить сечение рассеяния (гигантское комбинационное рассеяние – ГКР) и диагностировать очень малые количества различных примесей, вплоть до установления фактов присутствия отдельных молекул. Однако до сих пор остаются актуальными вопросы разработки простых технологий создания активных субстратов для ГКР.

В настоящее время для получения высококачественных пленок и наноструктур различного состава часто используют лазерное осаждение покрытий. При этом технологический процесс проводят, как правило, в условиях высокого вакуума, что требует наличия сложной техники и занимает длительное время. В данной работе получены пригодные для использования в качестве активных субстратов ГКР плазмонные наноструктуры, осажденные из плазменных потоков, образованных при высокочастотном многоимпульсном лазерном облучении серебра в условиях относительно низкого вакуума с остаточным давлением ~ 3 Па. Такой режим лазерно-плазменного осаждения наноструктурированных пленок прост в реализации и эффективен [1].

Осаждение нанослоев серебра производилось на экспериментальной лазерной установке, основу которой составлял лазер на неодимовом стекле ГЛС – 1 ($\lambda = 1,06$ мкм). Для получения многоимпульсного режима генерации с высокой частотой повторения лазерных импульсов использовался пассивный оптический затвор из радиационно облученного фторида лития с центрами окраски $\text{LiF}:F_2^-$, который помещался внутри резонатора лазера вблизи глухого зеркала. Частота повторения лазерных

импульсов регулировалась в диапазоне от 1 до 50 кГц изменением уровня накачки лазера и оптической плотности затвора. Энергия и форма импульсов воздействующего лазерного излучения измерялись стандартными методами импульсной фотометрии. Для этого часть лазерного пучка с помощью делителей направлялась на измеритель энергии ИМО – 2Н и на фотоприемник ФК – 19, с помощью которого регистрировалась форма лазерных импульсов. Лазерное излучение, пройдя входное окно вакуумной камеры, фокусировалось линзой на поверхность облучаемого материала под углом 45° в относительно однородное пятно площадью $S = 0,5 \text{ см}^2$ и приводило к образованию лазерной плазменной струи испаряемого материала.

Вакуумная камера обеспечивала проведение экспериментов при пониженном давлении воздуха до 2,6 Па. При этом подложки располагались на расстоянии ~ 50 мм от мишени из испаряемого материала, что позволяло получать либо достаточно однородные по толщине покрытия на небольшой площади (порядка 50 мм^2), либо формировать покрытия переменной толщины на одной подложке большего размера. Структура осажденных на стекле пленок исследовалась с помощью сканирующего зондового микроскопа "Solver P47 - PRO" полуконтактным методом, а их спектральные характеристики определялись на спектрофотометре Cary 500 Scan. Типичные АСМ–изображения нанослоя Ag приведены на рис. 1.

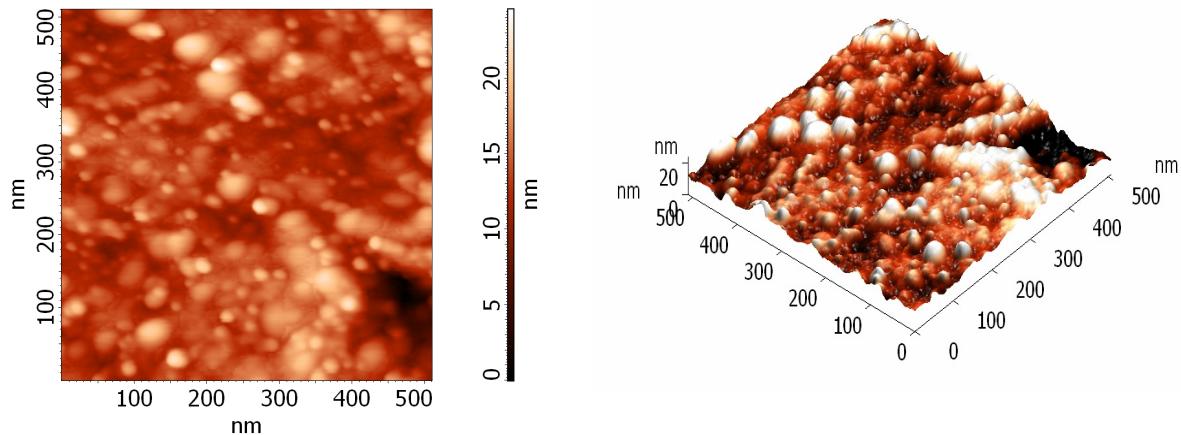


Рис. 1. АСМ – изображения нанослоя Ag на стеклянной подложке

Анализ полученных АСМ–изображений показывает, что осажденные покрытия являютсяnanostructuredированными. При этом разброс размеров наночастиц достаточно большой – присутствуют как мелкие частицы с размерами менее 10 нм, так и крупные – до 50 нм и больше. Типичное распределение наночастиц по размерам приведено на рис. 2, а, на котором выделены фракции с размерами 1-10 нм (10), 10 – 20 нм (20) и т.д. Из

рисунка видно, что основная масса частиц имеет латеральные размеры в диапазоне 10–20 нм.

Спектры оптической плотности лазерно-осажденныхnanoструктур Ag приведены на рис. 2, б. Полученные спектры nanostructuredированной пленки зависят от ее эффективной толщины, уменьшающейся при перемещении от центра подложки к ее периферии. При этом в центре формируется наиболее плотное покрытие, характеризующееся кривой 1. Кривая 2 соответствует nanoструктуре Ag, удаленной от центра на расстояние порядка 20 мм.

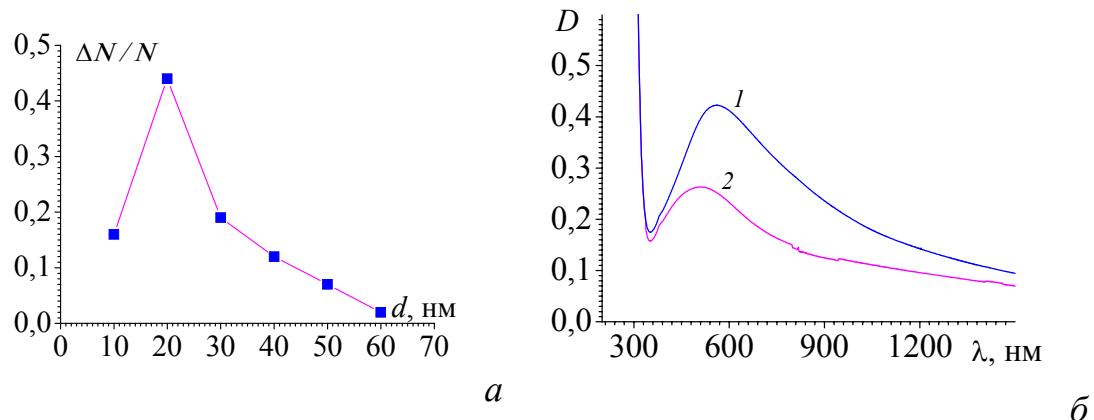


Рис. 2. Распределение наночастиц Ag по размерам (а) и спектры оптической плотности nanoструктур Ag (б), осажденных на стеклянной подложке в вакууме: 1 – nanoструктура с максимальной плотностью покрытия; 2 – nanoструктура с меньшей плотностью покрытия, расположенная на расстоянии ~ 20 мм от центра подложки ($q = 160 \text{ МВт}/\text{см}^2, f = 22 \text{ кГц}, N = 225$ импульсов)

В полученных спектрах оптической плотности пленок в видимом диапазоне проявляется полоса поверхностного резонансного плазмонного поглощения (ПРПП), связанная с коллективными колебаниями электронов проводимости в наночастицах [2]. Максимум полосы ПРПП на кривой 2 расположен на длине волны 510 нм. Увеличение эффективной толщины металлического нанослоя приводит к расширению полосы ПРПП, повышению ее интенсивности и длинноволновому сдвигу максимума. Такие изменения могут быть связаны с повышением концентрации металлических наночастиц и с увеличением их размеров при перемещении от краев подложки к ее центру. При этом для кривой 1 имеет место очень широкая спектральная область ослабления излучения, простирающаяся до ИК диапазона, что может быть связано с большим диапазоном изменения размеров частиц. Следует отметить, что АСМ-изображения на приведенных выше рисунках зарегистрированы для пленок, характеризующихся спектральной зависимостью 2 на рис. 2, б. Благодаря

меньшему количеству крупных частиц эти пленки наиболее структурированы и должны быть более подходящими для ГКР-экспериментов.

Экспериментальный спектр ГКР катионного Cu-комплекса 5,10,15,20-тетракис (4-N-метилпиридиний) порфирин (CuTMpyP4) приведен на рис. 3. Этот металлоорганический комплекс был нанесен на поверхность наноструктурированной пленки Ag, характеристики которой представлены на рис. 2 (кривая 2), в количестве одной капли раствора CuTMpyP4 с концентрацией молекул 10^{-6} М. Регистрация спектров ГКР осуществлялась на спектрометре MS3504i, снабженном охлаждаемой жидким азотом CCD-камерой Spec-10:256E. Возбуждение производилось непрерывным гелий-кадмиеевым лазером ГКЛ40И на длине волны 441,6 нм. В растворе для такого уровня концентрации CuTMpyP4 спектр КР не регистрируется.

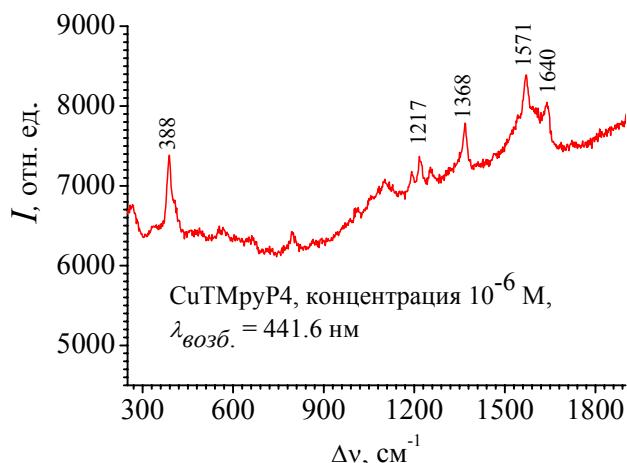


Рис. 3. Спектр ГКР металлоорганического соединения CuTMpyP4

Таким образом, пленки серебра, осажденные из лазерной плазмы в условиях высокочастотного многоимпульсного лазерного воздействия, являются наноструктурированными и обеспечивают высокую концентрацию локального поля вблизи поверхности наночастиц (горячие пятна), что позволяет многократно усиливать и эффективно регистрировать сигнал КР, облегчая идентификацию металлоорганического комплекса.

1. А.Н. Чумаков, С.А. Петров, Н.А. Босак, Е.Н. Щербакова // ЖПС, 79 (2012) 450-455
2. C. Bohren and D. Huffman. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. Wiley, New York (1983)

ИЗМЕРЕНИЕ ТЯГИ И УДЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСА ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННОГО МИКРОДВИГАТЕЛЯ

П.В. Чекан¹, А.М. Петренко¹, А.Н. Чумаков¹, В.В. Шкурко²

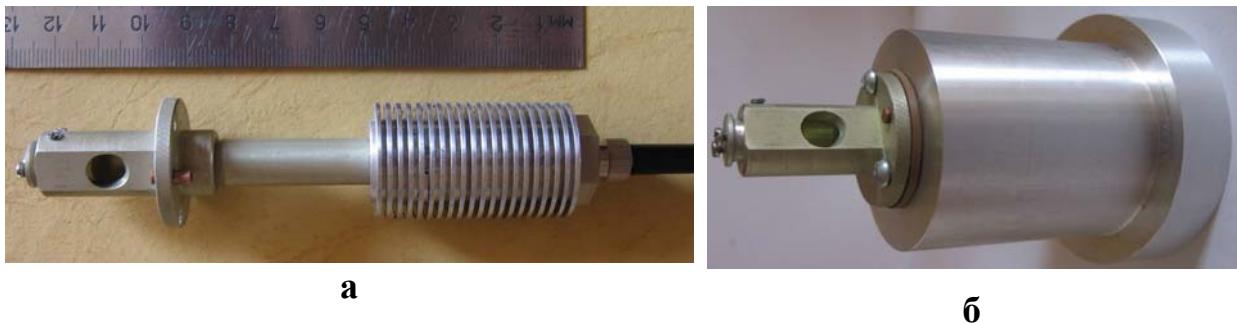
¹Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
chekan@imaph.bas-net.by, chumakov@imaph.bas-net.by

²Институт подготовки научных кадров НАН Беларуси, ул. Кнорина 1, 220049 Минск,
Беларусь, shkurko@ipnk.basnet.by

New methods of measuring of thrust and specific impulse of laser plasma microthruster were developed. This methods were used to measure thrust and specific impulse on new laser plasma microthruster prototypes developed in Institute of physics. Results shows the perspective of application of this microthrusters for orbit correction and dimensional orientation on new microsatelites.

Лазерно-плазменный двигатель (ЛПД) малой тяги рассматривается в настоящее время в качестве перспективного средства для коррекции орбит микро- и наноспутников и их ориентации в пространстве /1 –4/. Важным преимуществом такого микродвигателя является возможность генерировать импульсы тяги с предельно малой и строго контролируемой величиной. Важнейшими параметрами реактивного двигателя, позволяющими оценить его эффективность, являются тяга в единичном импульсе и удельный импульс тяги, однако их определение для двигателя малой тяги является технически сложной задачей.

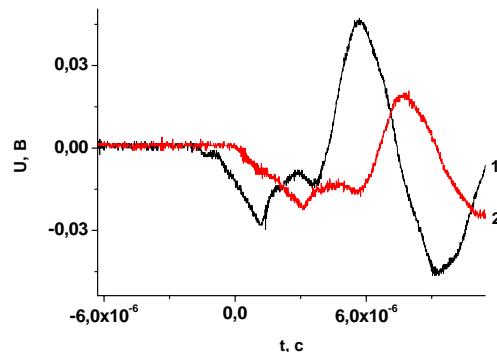
Экспериментальная установка и методы исследований. В основу экспериментальной установки, предназначеннной для исследования характеристик ЛПД в вакууме, положена вакуумная система, обеспечивающая проведение экспериментов при давлении воздуха в вакуумной камере $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ Торр. Лазерно-оптический и мишенный блок ЛПД монтировались в вакуумной камере на специальной платформе, излучение лазера заводилось в камеру снаружи. Два экспериментальных образца ЛПД (на основе Nd:YAG-лазера $\lambda = 1,064$ мкм и на основе эрбийевого лазера $\lambda = 1,5$ мкм), разработанные в Институте физики, испытывались с разными рабочими телами: сплавом жидких металлов Ga+In и высокомолекулярной жидкостью на основе вакуумного масла с наполнителем. Внешний вид экспериментального образца ЛПД представлен на рисунке 1.



а – общий вид, б – на платформе для установки в вакуумную камеру

Рисунок 1 – Экспериментальный образец лазерно-плазменного двигателя на основе импульсного мини лазера RL1.0Q

Проверка тяги в единичном импульсе ЛОМБ ЛПД осуществлялась при воздействии лазерного излучения на мишень, закрепленную на поверхности датчика давления в вакуумной камере и регистрации импульса отдачи. Общий вид сигнала отдачи при воздействии на мишень с высокомолекулярной жидкостью излучения эрбийевого лазера приведен на рисунке 2.



1 – в атмосфере, 2 – в вакууме

Рисунок 2 – Общий вид импульса отдачи при воздействии излучения эрбийевого лазера на мишень из сплава индия с галлием.

Регистрируемый датчиком электрический сигнал пропорционален импульсу отдачи и описывается формулой:

$$U_h = A \int p(t) dt, \quad (1)$$

где U_h – напряжение на датчике давления, регистрируемое осциллографом;

A – константа, определяемая при калибровке,

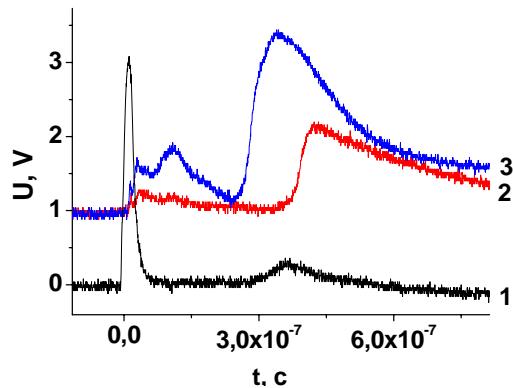
$p(t)$ – давление на поверхность датчика; t – текущее время.

Результаты измерений тяги в единичном импульсе приведены в таблице 1.

Таблица 1 Результаты измерений тяги в единичном импульсе экспериментальных образцов ЛПД.

	Рабочее тело на основе сплава (Ga+In)	Рабочее тело на основе высокомолекулярной жидкости
Блок ЛПД на основе Nd:YAG-лазера	$3 \cdot 10^{-3}$ Н ±5%	$4,8 \cdot 10^{-3}$ Н ±5%
Блок ЛПД на основе эрбииевого лазера	$2,4 \cdot 10^{-2}$ Н ±5%	$4,7 \cdot 10^{-2}$ Н ±5%

Удельный импульс тяги ЛПД определялся комбинированным времяпролетным методом. Высокоскоростным фотодетектором HSP-IR6 регистрировалось свечение приповерхностной области факела для определения момента образования плазмы, а электрическим зондом, установленным на расстоянии $L = 20$ мм от поверхности мишени, – потенциал, передаваемый лазерной плазмой при контакте с ним. Общий вид осцилограмм электрического зонда и фотодетектора приведен на рисунке 3.



1 – сигнал фотодетектора (с использованием экрана шириной 3 мм на входе детектора), 2-3 – сигналы электрического зонда при разных плотностях мощности лазерного излучения ($q_2 = 2.5 \cdot 10^9$ Вт/см², $q_3 = 2.63 \cdot 10^9$ Вт/см²)

Рисунок 3 – Общий вид осцилограмм сигналов:

Скорость плазменного сгустка определялась из соотношения

$$V = L/\Delta t, \quad (2)$$

где $L = 2$ см - расстояние от поверхности мишени до электрического зонда, Δt - интервал между сигналами фотодетектора и электрического зонда. Удельный импульс тяги определялся по формуле:

$$I_{sp} = V/g, \quad (3)$$

где $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ – ускорение свободного падения.

Результаты измерений приведены в таблице 2.

Таблица 2 Результаты измерений удельного импульса тяги экспериментальных образцов ЛПД.

	Рабочее тело на основе сплава (Ga+In)	Рабочее тело на основе высокомолекулярной жидкости
Блок ЛПД на основе Nd:YAG-лазера	$3160 \text{ с} \pm 5\%$	$4580 \text{ с} \pm 5\%$
Блок ЛПД на основе эрбииевого лазера	$3200 \text{ с} \pm 5\%$	$4000 \text{ с} \pm 5\%$

Заключение

1. Разработаны методики определения тяги лазерно-плазменных микродвигателей космического назначения с использованием датчика импульсного давления и удельного импульса комбинированным времяпролетным методом.
2. Проведены измерения тяги в единичном импульсе и удельного импульса лазерно-плазменных двигателей, разработанных в Институте физики совместно ФГУП ЦНИИМАШ. Показана перспективность использования ЛПД для коррекции орбит и пространственной ориентации микроспутников.

Литература

1. Phipps C.R., Luke J.R. Laser plasma thruster. Patent 6530212 USA / 2003.
2. А.Н. Чумakov [и др.]. Лазерно-плазменный двигатель. Патент на изобретение 2338918 С1RU / 20.11.2008.
3. Ф.Н. Любченко и др. Новая концепция лазерно-плазменного двигателя // Космонавтика и ракетостроение. – 2009, №3 (56), С. 62.
4. Phipps, C. [et al.] Laser – Ablation Propulsion // J. of Propulsion and Power. 2010, Vol. 26 (4), P. 609.

THRESHOLD LASER INTENSITIES FOR INTERACTION PROCESSES OF LASER RADIATION WITH GOLD NANOPARTICLES

V.K. Pustovalov¹, A.N. Chumakov²

¹ Belarusian National Technical University, Nezalezhnastsyi ave. 65, 220013 Minsk, Belarus,
pustovalovv@mail.ru

² B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnastsyi ave. 68, 220072
Minsk, Belarus, chumakov@imaph.bas-net.by

The achievement of some threshold temperature of nanoparticle means that such processes as explosive evaporation of adjacent to GN (gold nanoparticle) liquid, melting, evaporation or fragmentation of GNs, optical breakdown and plasma formation can be induced in nanoparticles and in adjacent media (tissues). These characteristic temperatures and laser intensities are very important for investigations in laser nanotechnologies, laser nanomedicine and will be estimated.

The threshold laser intensities (fluences) can be determined from equations [1,2]. Simplified equations can be formulated in the cases of “long” and “short” pulses. If the condition of “short” pulse $t_p \ll \tau_T$, where t_p - pulse duration, τ_T - thermal relaxation time, is obeyed and the loss of heat from the particle by heat conduction during the time t_p can be ignored, we find for value of I_{th} [1,2]:

$$I_{th} \approx \frac{4c_0\rho_0(T_{th} - T_\infty)r_0}{3K_{ab}t_p} \quad (1)$$

“Long” laser pulses with pulse duration t_p that exceed the thermal relaxation time τ_T , $t_p > \tau_T$, cause heating of both the particle and the surrounding medium and we have from [1,2]:

$$I_{th} \approx \frac{4k_\infty(T_{th} - T_\infty)}{K_{ab}r_0} \quad (2)$$

The dependence I_{th} on t_p has been disappeared in (2). The threshold energy density of laser pulse is determined by $E_{th} = I_{th} t_p$ and in the case of $t_p < \tau_T$ E_{th} does not depend on t_p (1), but for the case $t_p > \tau_T$ E_{th} is proportional t_p (2). These expressions can be used for approximate estimations of I_{th} . Analogous equations and solutions for small spheroidal particles are presented in [3].

The results of direct numerical calculations demonstrate that selective thermal denaturation of tissue proteins around GNs occurs as a result of GN heating by short pulses with durations in the range $1 \mu\text{s} > t_p > 10 \text{ ns}$ to minimal temperatures $T_D \sim 450\text{-}510 \text{ K}$, whereas in the case of pulses of durations $1 \text{ ns} > t_p > 1 \text{ ps}$, this happens as a result of heating to temperatures $T_D \sim 620\text{-}850 \text{ K}$. This dependence of the threshold temperatures on the pulse duration t_p is due to strong temperature dependence of thermal denaturation rate and also due to the fact that the denaturation reaction occurs during a characteristic time, i.e. the

shorter the pulse, the higher temperature of a particle should be realized which results in thermal denaturation of over 50% protein molecules inside thin layer adjoining to GN.

The results of analytical estimations and direct numerical calculations demonstrate that explosive boiling of water in water-contained tissues adjoining the radiation-heated surface of a GN occurs when the bulk of GN is heated to the threshold temperature T_V . Value of T_V for GN was approximately selected equal $T_V \sim 620 - 670$ K for pulse duration in the range $t_p = 1 \mu\text{s} - 10 \text{ ns}$, and $T_V \sim 820 - 1000$ K for $t_p = 1 \text{ ns} - 1 \text{ ps}$. These values were confirmed by computer simulation of explosive evaporation around heating nanoparticles under laser pulse action. Values of gold melting and boiling were chosen from [4] and they are equal $T_M = 1337$ K and $T_B = 3150$ K respectively. We suppose that T_* was approximately equal characteristic temperature of optical breakdown $T_* \sim 110^4$ K.

Figure presents the dependencies of threshold laser intensities I_{th} for wavelength 532 nm: I_D - for selective denaturation of proteins adjoining to GN, I_V - explosive evaporation of water adjacent to GN, I_M - melting and I_B - boiling of nanoparticle gold and I_* - optical breakdown initiated on GN on radius r_0 of spherical GN in the range 5-100 nm for pulse durations $1 \cdot 10^{-8}$, $1 \cdot 10^{-10}$, $1 \cdot 10^{-12}$ s on the base of equations (1,2) and some experimental data [5-10].

The dependencies I_{th} on r_0 are complicated because of real dependence of efficiency factor of absorption K_{ab} on r_0 for concrete laser wavelength and metal of particle [11,12]. Values of characteristic times τ_T for nanoparticles with radiiuses in the range $5 < r_0 < 100$ nm are in the range $3.2 \cdot 10^{-11} < \tau_T < 1.28 \cdot 10^{-8}$ s.

Condition of “long” pulse, $t_p > \tau_T$, for pulse duration $t_p = 1 \cdot 10^{-8}$ s is valid for range $5 < r_0 < 80$ nm, and dependence of I_{th} (lines 1, Fig.) on r_0 for mentioned range of r_0 is approximately described by (2). Lines 1 in Fig. for $t_p = 1 \cdot 10^{-8}$ s have the decreasing values for $5 < r_0 < 40$ nm and approximately constant values for $40 < r_0 < 100$ nm taking into account the dependence of K_{ab} on r_0 .

For intermediate pulse duration $t_p = 1 \cdot 10^{-10}$ s (lines 2 in Fig.) the dependencies of I_{th} on r_0 have complicated form with decreasing values for $5 < r_0 < 30$ nm and increasing values for $40 < r_0 < 100$ nm and minimum at some value of r_0 . It is interesting to note that in this case the characteristic value I_{th} is equal for two values of GN radius r_0 taking into account decreasing and increasing parts of each line 2.

Condition of “short” pulse, $t_p < \tau_T$ is fulfilled for pulse durations $t_p = 1 \cdot 10^{-12}$ s $< \tau_T$ for all range of r_0 : $5 < r_0 < 100$ nm and dependencies of I_{th} have approximately constant values for $5 < r_0 < 30$ nm and monotonously increasing values for all range in accordance with (1) (see Fig. taking into account the dependence of K_{ab} on r_0).

These results can be used for different laser wavelengths λ on the base of calculated values of $K_{ab}(\lambda)$ for GNs, e.g. see $K_{ab}(\lambda)$ in [11,12] and equation

$$I_{th}(\lambda) = \frac{K_{ab}(\lambda = 532\text{nm})}{K_{ab}(\lambda)} I_{th}(\lambda = 532\text{nm}).$$

We compare some experimental data with calculated results. Next experimental parameters were used in papers [5,6] - wavelength – 532 nm, rectangular shape laser pulse with 7 ns duration, laser intensity between $\sim 2 \cdot 10^6$ and $1 \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$. GNs with radiiuses of between 2.5 and 25 nm were placed in liquid solutions. When the intensity was $4 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$, only the shape of the GNs

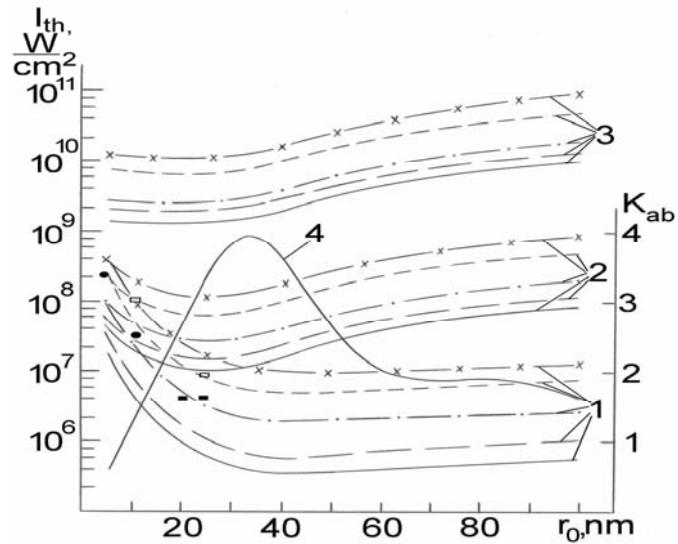


Figure. The dependencies of threshold laser intensities for selective denaturation of proteins adjoining to GN I_D (—), explosive evaporation of water adjacent to GN I_V (— · —), melting I_M (— · — · —) and boiling (evaporation) I_B (----) of GN and optical breakdown initiated on GN I_* (-x-x-x-) on radius of nanoparticle r_0 in the range 5-100 nm for pulse duration $t_p = 1 \cdot 10^{-8}$ (1), $1 \cdot 10^{-10}$ (2), $1 \cdot 10^{-12}$ (3) s and the dependence of K_{ab} on r_0 for laser wavelength 532 nm (4) [11,12]. Experimental data for laser intensities I_{th} are presented for GNs and laser wavelength 532 nm: $t_p = 7 \text{ ns}$, $r_0 = 20, 25 \text{ nm}$ – melting (■) and for 25 nm – evaporation (□) [5,6], $t_p = 10 \text{ ns}$, $r_0 = 10 \text{ nm}$ – evaporation (□) [7], $t_p = 18 \text{ ps}$, $r_0 = 10 \text{ nm}$ – evaporation (□) [8], $t_p = 10 \text{ ns}$, $r_0 = 5 \text{ nm}$ – fragmentation (●) [9], $t_p = 6 \text{ ns}$, $r_0 = 20 \text{ nm}$ – fragmentation (●) [10].

with $r_0 \sim 20 - 25 \text{ nm}$ was changed and became spherical. This value is the threshold intensity for melting and spheroidization of particles and coincides with the threshold of I_m in Fig. When the intensity was $I_0 \sim 8 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ the change was clearly observed [5,6] and the diameter of particles was decreased. This value can be viewed as evaporation threshold, first of all, for particles with maximal values of radius $r_0 = 20 - 25 \text{ nm}$. This experimental value of I_0 is practically coincides with threshold value of intensity I_B (see Fig.).

Treatment of gold nanoparticles with radiiuses $r_0 = 7.5 - 10 \text{ nm}$ by ultrashort laser pulses with duration 18 ps, wavelength 532 nm, energies up to 1.5

mJ/pulse was investigated in [8]. Threshold experimental intensity, causing evaporation and decreasing of radius, is approximately equal $1 \cdot 10^9$ W/cm² and is in accordance with theoretical value in Fig.

Formation of gold nanonetworks and small nanoparticles by action of intense laser pulses on initial gold nanoparticles was investigated in [7]. Next experimental parameters – wavelength 532 nm, pulse duration $t_p \sim 10$ ns and intensity $1 \cdot 10^8$ W/cm² and more, initial radius of gold particles ~ 10 nm were used. Characteristic time for particle with radius 10 nm is equal about $\tau_T \sim 610^{-10}$ s $< t_p$ and can be used quasi-stationary approximation for estimations. GNs were evaporated under laser irradiation with intensity $1 \cdot 10^8$ W/cm² and more. This value $I_0 \sim 1 \cdot 10^8$ W/cm² is a little bit higher than data for theoretical threshold intensity I_B for evaporation of particles with $r_0 = 10$ nm in Fig.

Photofragmentation of GNs with initial radius $r_\infty = 5$ nm was experimentally investigated in [7] under laser pulse 532 nm with $t_p = 10$ ns, threshold fluence 1 J/cm² and intensity $1 \cdot 10^8$ W/cm². These experimental dots are presented at Fig. and close to theoretical results according to evaporation and optical breakdown that can induce the fragmentation of GNs. Photofragmentation of phase-transferred GNs by intense laser pulses with 532 nm and $t_p = 6$ ns was experimentally investigated in [10]. Threshold fluence leading to fragmentation was equal 130 mJ/cm² pulse or $I_{th} = 2.1 \cdot 10^7$ W/cm² pulse.

References

- [1] **Pustovalov V. K.** Chem. Phys. **308** (2005) 103-108.
- [2] **Pustovalov V.K., Smetannikov A.S., Zharov V.P.** Laser Physics Letters, **5** (2008) 775-792.
- [3] **Pustovalov V.K.** Laser Physics Letters, **2** (2005) 401-406.
- [4] *Svoistva elementov. Reference book.* Ed. **M. Drits.** (Moscow, Metallurgy, 1985). (in Russian).
- [5] **Kurita H., Takami A., and Koda S.**, Appl. Phys. Lett. **72**, (1998) 789-796.
- [6] **Takami A., Kurita H. and Koda S.**, J.Phys. Chem.B, **103**, (1999)1226-1235.
- [7] **Mafune F., Kohno J., Takeda Y. and Kondow T. J.**, J. Phys. Chem. B, **107**, (2003)12589-12596.
- [8] **Fujivara H., Yanagida S. and Kamat P. V.**, J. Phys. Chem. B, **103**, (1999) 2589 -2596.
- [9] **Takeda Y., Kondow T. J., and Mafune F.**, J. Phys. Chem. B **110**, (2006) 2393-2402.
- [10] **Peng Z., Walther T., and Kleinermans K.**, J. Phys. Chem. B **109**, (2005) 15735-15743.
- [11] **Pustovalov V.K., Babenko V.A.** Laser Physics Letters, **1** (2004) 516-520.
- [12] **Pustovalov V.K., Babenko V.A.** Laser Physics Letters, **2** (2005) 84-88.

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ПЛАЗМЫ ПРИ ПАРНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ДВУХ ДЛИНАХ ВОЛН

А.Н. Чумаков, Н.А. Босак, А.В. Панина

Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь

Abstract. The double pulsed mode of nanosecond laser irradiation of materials in air at wavelengths of 1064 and 532 nm was implemented. The influence of time interval between laser pulses and of the order in which they appear on parameters of near-surface laser plasma and the recoil momentum were investigated.

Эффективность лазерного воздействия на материалы в воздухе существенно зависит от частоты повторения лазерных импульсов. При высоких частотах повторения лазерных импульсов (свыше 5 кГц) обнаружен оптимальный режим эрозионного образования плазмы с многократным ростом давления на поверхности мишени [1]. При двухимпульсном воздействии лазерного излучения (ЛИ) выявлено усиление разогрева паров мишени в определенном диапазоне временных интервалов между импульсами [2, 3]. Зарегистрирован шестикратный рост эффективности прошивки отверстий в алюминиевой мишени вторым импульсом при воздействии цуга импульсов Nd:YAG – лазера [4]. Двухимпульсное лазерное воздействие все шире используется в методе лазерно-искровой эмиссионной спектроскопии [5], получающем распространение для многих применений в различных областях. Исследования воздействия на алюминий последовательности двух импульсов ЛИ с нерезонансной и резонансной длинами волн выявили возможность увеличения доли ионов в лазерно-индуцированной плазме благодаря селективному возбуждению и ионизации [6].

Основу установки составили два Nd:YAG – лазера, генерирующие на длинах волн 1064 и 532 нм. Лазер ЛТИ – 403 ($\lambda_1 = 1064$ нм, $E = 95$ мДж, $\tau = 20$ нс) обеспечивал практически одинаковую длительность и энергию импульсов с лазером LS-2130 ($\lambda_2 = 532$ нм, $E = 100$ мДж, $\tau = 20$ нс). Установка обеспечивала двухимпульсное воздействие ЛИ на материалы в воздухе с регулируемым временным интервалом между лазерными импульсами и управляемым порядком их следования. Наиболее полные количественные данные были получены для мишеней из латуни и графита. В экспериментах регистрировались спектры приповерхностной плазмы и импульсы давления на облучаемых мишенях. Регистрацию спектров лазерной плазмы с экспозицией 7 мс обеспечивал спектрометр SDH – IV с линейным ПЗС приемником TCD 1304 AP (Toshiba), согласованным с

компьютером и блоком синхронизации лазерной системы. Для регистрации импульсов давления на мишени использовался пьезоэлектрический датчик, согласованный с цифровым осциллографом Bordo 221, работавшим в составе персонального компьютера. Одновременно осциллограф использовался для регистрации импульсов отдачи для различных материалов. Динамика разлета лазерно-плазменных факелов и спектров при двухимпульсном лазерном воздействии на мишень из латуни представлена на рис.1. Отрицательные значения временного сдвига между лазерными импульсами на рисунках соответствуют случаю опережающего воздействия коротковолнового ЛИ ($\lambda = 532$ нм), а положительные – длинноволнового ЛИ ($\lambda = 1064$ нм).

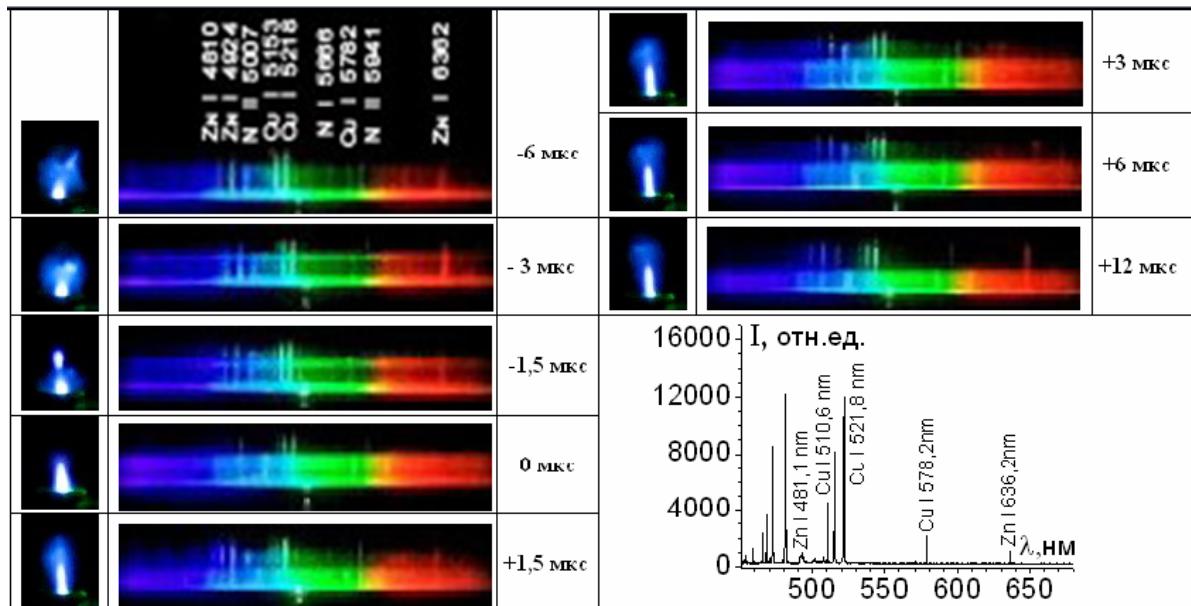


Рис. 1. Особенности структуры факела и спектров лазерной плазмы при лазерном воздействии на латунь в различных режимах

Из полученных спектров определялась температура приповерхностной лазерной плазмы T_e по относительным интенсивностям спектральных линий, а по штарковскому уширению спектральных линий водорода и углерода определялась концентрация электронов n_e в плазме. Эксперименты проводились при плотности мощности ЛИ $q_{0,532} = q_{1,064} \leq 4 \cdot 10^9$ Вт/см² в пятне облучения $d_n = 0,30$ мм.

Результаты исследований показали, что параметры лазерной плазмы на мишенях из латуни и графита зависят от порядка следования лазерных импульсов и временного интервала между ними. В экспериментах с латунью температура плазмы определялась по спектральным линиям Zn I 468,0 нм и Zn I 636,2 нм (рис. 2, а), а концентрация электронов n_e – по

штарковскому уширению линии H_α 656,3 нм (рис. 2, б). Из приведенных данных видно, что максимальные значения температуры ($24 \cdot 10^3$ К) и концентрации электронов в плазме ($4,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³) достигаются при опережающем воздействии коротковолнового излучения $\lambda = 532$ нм, но при разных значениях интервала между лазерными импульсами $\Delta t = -5$ мкс и $\Delta t = -1,5$ мкс соответственно.

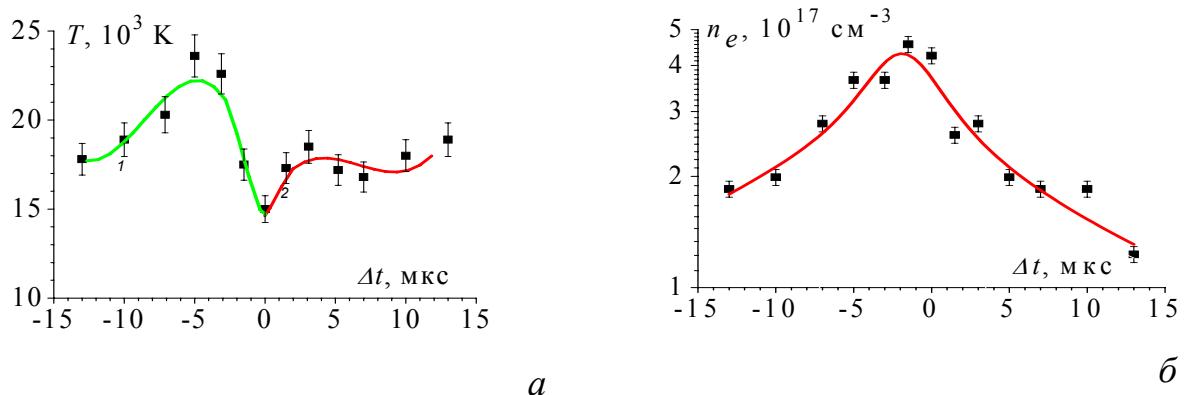


Рис. 2. Зависимость температуры (а) и концентрации электронов (б) в плазме латуни от интервала между лазерными импульсами

В экспериментах с углеродом температура плазмы (рис. 3, а) определялась по спектральной линии N II 399,5 нм и группе линий N II (499,4 нм – 500,7 нм), а концентрация электронов – по уширению линии C II 426,7 нм (рис. 3, б). Максимальные значения температуры ($18 \cdot 10^3$ К) и концентрации электронов в плазме ($4,7 \cdot 10^{17}$ см⁻³) достигались при опережающем воздействии коротковолнового излучения $\lambda = 532$ нм, но при отличающихся значениях интервала между лазерными импульсами $\Delta t = -2,5$ мкс и $\Delta t = -1,5$ мкс соответственно. В значительной мере это обусловлено возрастанием поглощательной способности плазменного образования с увеличением длины волны воздействующего ЛИ. Экспериментальные зависимости импульсов отдачи от интервала между лазерными импульсами удовлетворительно согласуются с зависимостями, рассчитанными по параметрам плазмы с использованием уравнения состояния идеального газа и длительности лазерного импульса (рис. 4, а – для латуни; рис. 4, б – для углерода).

Исследованы зависимости температуры лазерной плазмы и концентрации заряженных частиц, а также импульса отдачи от порядка следования парных воздействующих лазерных импульсов на длинах волн 1064 и 532 нм и временного интервала между ними для латуни и углерода.

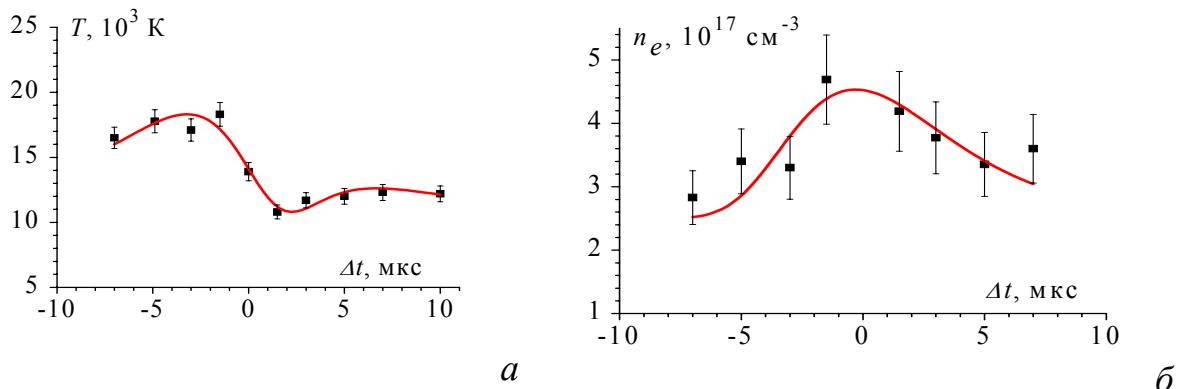


Рис. 3. Зависимость температуры (а) и концентрации электронов (б) в плазме углерода от интервала между лазерными импульсами

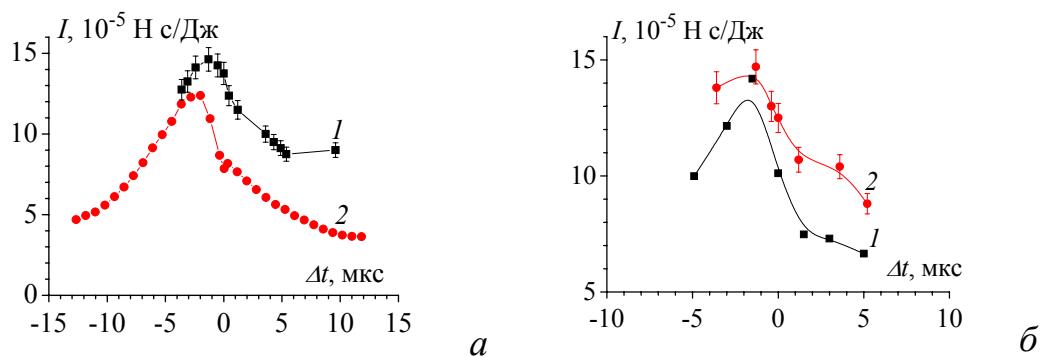


Рис.4. Зависимость измеренного (1) и рассчитанного (2) импульсов отдачи от интервала между импульсами ЛИ для плазмы латуни (а) и углерода (б)

Таким образом показано, что парное импульсное лазерное воздействие на длинах волн 1064 и 532 нм обеспечивает оптимальные условия для регистрации спектров при опережающем воздействии коротковолнового излучения $\lambda = 532$ нм с временным интервалом между лазерными импульсами 3 – 6 мкс, а для генерации максимального импульса отдачи – с интервалом 1,5 – 2 мкс соответственно, что важно для лазерного спектрального анализа и лазерно-плазменных микродвигателей.

1. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А. Квантовая электроника, **17** (1990) 1480–1484.
2. Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Баканович Г.И. Журнал прикладной спектроскопии, **61** (1994) 476–484.
3. Петух М.Л., Розанцев В.А., Широканов А.Д., Янковский А.А. Журнал прикладной спектроскопии, **67** (2000) 798–801.
4. Першин С.М. Квантовая электроника, **39** (2009) 63–67.
5. Кремерс Д., Радзиемски Л. Лазерно-искровая эмиссионная спектроскопия. Москва: “Техносфера”, 2009. – 360с.
6. Бураков В.С., Бохонов А.Ф., Неделько М.И., Тарасенко Н.В. Квантовая электроника, **33** (2003) 1065-1071.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ КАРБИДА ТИТАНА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В ЖИДКОСТИ

А.В. Буцень¹, В.В. Жуковский², Е.А. Невар¹, Н.В. Тарасенко¹

¹Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
a.nevar@ifanbel.bas-net.by

²Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4, 220030 Минск,
Беларусь

Наночастицы карбидов металлов представляют собой твердые кристаллические вещества, характеризующиеся высокой твердостью, жаростойкостью и могут быть весьма привлекательны для ряда практических приложений. В частности, они могут найти применение в металлургии при производстве карбидосталей, автомобильной и авиационной промышленности, в системах космической техники, при упрочнении поверхностей режущих инструментов и деталей различных механизмов с повышенными требованиями к термо- и износостойкости, при создании структурных материалов для будущих поколений ядерных реакторов.

Существует несколько способов получения карбида титана. Так, например, при промышленном производстве карбида титана углеродическим методом смесь диоксида титана с сажей, состоящую из 68,5 % TiO_2 и 31,5 % сажи, подвергают продолжительному и тщательному перемешиванию в жидкости /1/. Карбидизация смеси проводится в атмосфере водорода в угольно-трубчатых печах, температура в которых достигает 2000 °C. Измельченный и просеянный карбид титана содержит 20-20,5 % общего углерода, из которых 1,0-2,0 % находится в виде свободного углерода. Размеры получаемых различными способами частиц порошка TiC сравнительно велики (от 1 до 500 мкм). Это затрудняет его использование, например, в качестве абразивного материала при проведении полировочных работ высокого качества. Кроме того, технологии производства карбида титана достаточно сложны и энергоемки из-за необходимости использования высоких температур, условий вакуума или газовой атмосферы при различных давлениях.

Известен также способ /2/ получения наночастиц карбида титана при лазерной абляции титана в дихлорэтане. Плотность энергии излучения лазера на парах меди в пятне на поверхности мишени из титана составляла 4 Дж/см² при длительности импульсов 20 нс и частоте следования 15 кГц. Недостатком этого способа является низкий (около 1 %) КПД преобразования потребляемой лазером электрической энергии в световую, а также возрастающее поглощение и рассеяние лазерного излучения

коллоидным раствором карбида титана в процессе наработки TiC, что приводит к экранировке мишени и снижает производительность.

Электрический разряд для синтеза наноразмерных частиц карбидов стал применяться сравнительно недавно /3,4/. Для синтеза нано- и микрочастиц вещества, состоящих, например, из вольфрама, никеля или соединений этих металлов с углеродом используют активированный контактным способом с частотой 100 Гц низковольтный электрический импульсный разряд между двумя одинаковыми по химическому составу электродами, погруженными в жидкость (этиловый спирт) с последующим отделением наночастиц от выпадающих в осадок микрочастиц /3/.

Целью данной работы является создание способа получения наноразмерных частиц карбида титана в органической жидкости (этаноле), обладающего высокой селективностью по отношению к формированию их размеров и состава и позволяющего уменьшить количество синтезируемых побочных продуктов - частиц, состоящих из атомов углерода.

Принципиальная схема установки представлена на рис. 1. Более подробно электроразрядный метод синтеза описан в работах /4,5/. Для создания разряда использовали генератор типа ДГ-1 в режиме искры (сила тока 60 А, длительность импульса 40 мкс). Синтез наноразмерного порошка осуществлялся при искровом разряде, инициируемом высоковольтным (более 3,5 кВ) разрядом короткой длительности. В качестве электродов использовали титановые стержни диаметром 6 мм. Разрядный промежуток составлял 0,3 мм, разряд осуществлялся при погружении электродов на глубину 1 см от поверхности этилового спирта в стеклянном цилиндрическом сосуде.

Источником углерода для получения карбида титана служат продукты, образуемые при термохимических реакциях в условиях реализации высокотемпературной плазмы в этиловом спирте и на контактной границе частиц эрозии титановых электродов с парами жидкости.

Полученную взвесь частиц в этиловом спирте отстаивали в течение 15 мин. Затем, не взбалтывая, переливали в другую емкость, за исключением 5-8 мл взвеси с осадком более крупных частиц на дне. Для получения порошка смесь выпаривали при комнатной температуре.

Морфология наночастиц порошка и их фазовый состав, исследованы методами просвечивающей электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии.

Средний диаметр частиц порошка определен по фотографиям, полученным на просвечивающем электронном микроскопе LEO 906E (Англия, Германия) с энергией электронов 120 кэВ. Для исследования

образцов на микроскопе капля (около 5 мкл) приготовленной взвеси порошка в этиловом спирте наносилась на медную сеточку, покрытую коллоидевой пленкой, и высушивалась в эксикаторе, после чего покрывалась аморфной углеродной пленкой.

Рентгеноструктурные исследования выполнены на дифрактометре D8-Advance (по излучению Cu-К α). Рентгеновские дифрактограммы наночастиц записывались после выпаривания коллоидного раствора на аморфной подложке. Идентификация состава наночастиц и их кристаллографических фаз выполнена с использованием программного обеспечения Diffra Plus "EVA" в рамках картотеки PDF-2, для определения параметров решетки использовалось программное обеспечение Diffra Plus "TOPAS".

Очистка порошка карбида титана от частиц свободного углерода осуществлялась сублимацией углерода в течение 5 мин при температуре порошка 400 – 450 °С.

ПЭМ-изображение наночастиц карбида титана, синтезированных при искровом разряде в этаноле представлено на рис.1. Частицы наблюдаются в агломерированной форме. Исследования порошка, полученного без сублимации углерода, показали, что он состоит из наночастиц карбида титана со средним диаметром 15 нм и содержит 88,7 % TiC кубической гранецентрированной структуры с периодом решетки $a = 4.33$ нм и размером кристаллита около 30 нм, 4,7 % TiC₂ кубической структуры, а также 6,6 % углерода гексагональной структуры. Эти данные получены обработкой рентгеновской дифрактограммы порошка карбида титана до сублимации углерода (рис. 2а). После сублимации углерода при температуре 400 °С в порошке составе оказалось 95,1 % TiC и 4,9 % TiC₂ (рис. 2б), т.е. произошла очистка порошка карбида титана от нежелательной примеси – свободного углерода.

Таким образом, в работе предложен способ получения наноразмерных частиц карбида титана, включающий формированиеnano- и микрочастиц вещества в плазме импульсного электрического разряда между одинаковыми по химическому составу электродами, погруженными в жидкость (этиловый спирт), с последующим отделением наночастиц от микрочастиц путем седиментации микрочастиц, а также очисткой

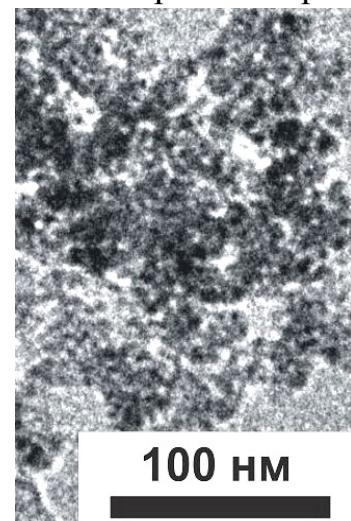
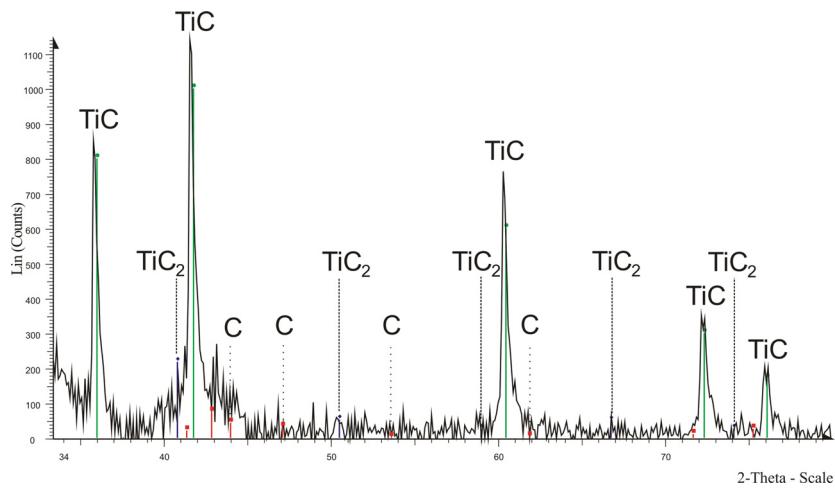


Рис. 1 – ПЭМ-изображение наночастиц карбида титана, синтезированных при искровом разряде в этаноле

синтезированного порошка от свободного углерода путем отжига.

а)



б)

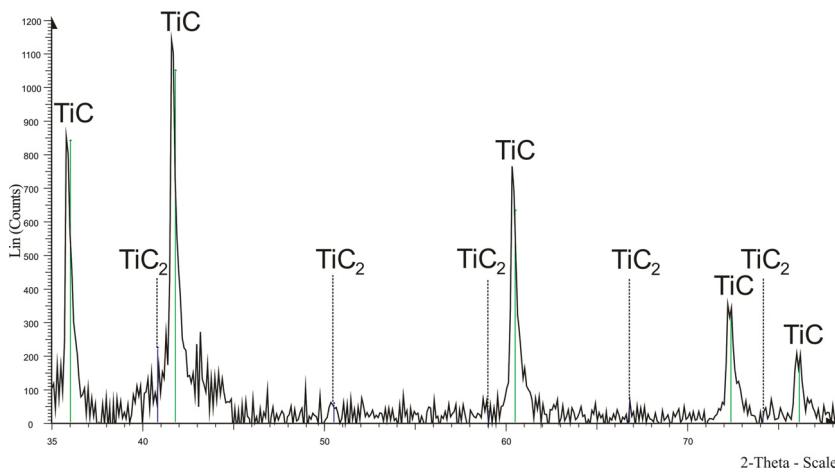


Рис.2 - Дифрактограммы нанопорошков карбида титана до (а) и после отжига при температуре 450 °C (б)

Литература

1. Кипарисов С.И., Левинский Ю.В., Петров А.П. Карбид титана: получение, свойства, применение. М.: Металлургия, 1987. 216 с.
2. Dolgaev S.I., Simakin A.V., Voronov V.V., et al. Appl. Surface Science, **186** (2002) 546 – 551.
3. Parkansky N., Alterkop B., Boxman R.L., et al. Powder Tech., **150** (2005) 36 – 41.
4. Burakov V.S., Butsen A.V., Brüser V., et al. J. Nanopart. Res. 10 (2008) 881 – 886.
5. Бураков В.С., Савастенко Н.А., Тарасенко Н.В., Невар Е.А. Журн. прикл. Спектроскопии, 75 (2008) 111 – 120.

РАСШИРЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ НАЦИОНАЛЬНОГО ЭТАЛОНА ЕДИНИЦ СИЛЫ СВЕТА И ОСВЕЩЕННОСТИ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОРРЕЛИРОВАННОЙ ЦВЕТОВОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Длугунович¹, С.Никоненко¹, Д.Скумс², О.Тарасова²

¹Институт физики НАН Беларуси, пр. Независимости 68, 220072 Минск, Беларусь,
s.nikonenko@dragon.bas-net.by

²РУП «Белорусский государственный институт метрологии», Старовиленский тр., 93,
220053 Минск, Беларусь, optic@belgim.by

Abstract. The features of reproduction of the color and correlated color temperatures in the range from 2000 to 12000 K on the national Standard of the Republic of Belarus of the units of luminous intensity and illumination are considered. The basic components of error are analyzed. It was found that the root-mean-square error of reproduction of correlated color temperatures makes up 1 K.

Цветовую температуру (T_c), коррелированную цветовую температуру (T_{cp}) и температуру распределения (T_d) применяют в прикладной фотометрии в качестве величин, характеризующих источники оптического излучения. Поэтому, при создании Национального эталона единиц силы света и освещенности Республики Беларусь (НЭССО) его состав был расширен по сравнению с составом, регламентированным ГОСТ 8.023-90, за счет создания колориметрического блока (КБ) для измерения T_c светоизмерительных ламп /1/. Основой КБ являлся компаратор T_c , состоящий из фотометра, имеющего два цветных фильтра (синий и красный), и группы светоизмерительных ламп СИС 40-100. Погрешность калибровки компаратора составила ± 5 К, а лампы были аттестованы в диапазоне $(2360 - 2856) \pm 15$ К. Выбор измеряемой величины и техническая реализация метода ее измерения был обусловлен двумя основными причинами: для корректного измерения единиц силы света и освещенности люкса необходимо знать спектральное распределение мощности излучения используемых светоизмерительных ламп; отечественная нормативная база регламентирует обязательное измерение T_c для источников излучения, применяемых в фотометрии.

Необходимо отметить, что КБ, был создан на основе разработок ВНИИОФИ (Россия), что в целом позволяло обеспечить хранение, воспроизведение и передачу единицы T_c рабочим средствам измерений, а также прослеживаемость до первичных эталонов России. Максимальная разность

между T_c ламп, измеренными на НЭССО и Государственном эталоне силы света России, составила $\pm 7,2$ К. Это значение удовлетворяет требованиям ГОСТ 8.023-90, находясь в пределах допустимой (± 10 К) величины.

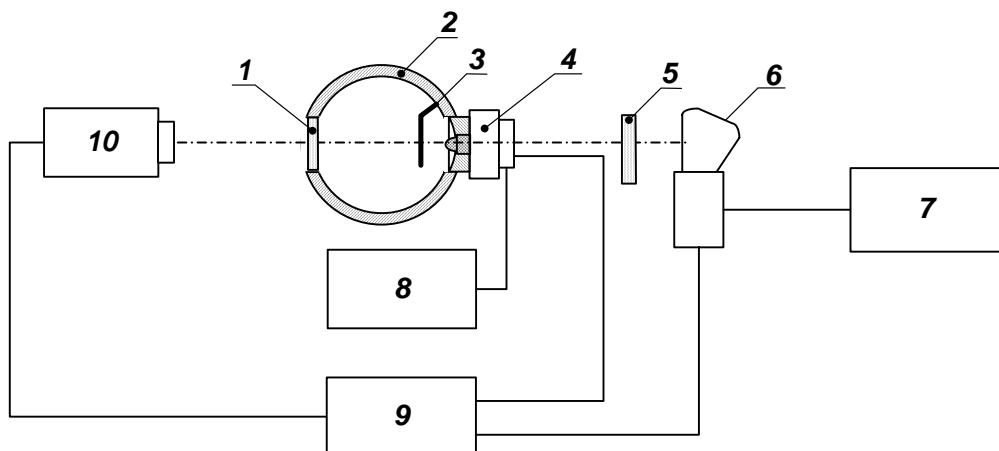
Это подтвердили двухсторонние сличения национальных эталонов единицы силы света, проведенные между Белорусским государственным институтом метрологии (БелГИМ) и Główny Urząd Miar (GUM, Польша) /2/. Программа проведения сличений включала измерение силы света, коэффициента преобразования прецизионного фотометра и T_{cp} светоизмерительной лампы (лампа СИС 40-100, №133 – 90). Заявленная БелГИМ расширенная неопределенность измерения T_{cp} составляла $U_T = \pm 15$ К. Результаты сличений силы света и коэффициента преобразования прецизионного фотометра были признаны хорошо совпадающими. А вот отличия в полученных значениях T_{cp} , хотя в целом и были меньше заявленной для данных сличений неопределенности U_T , для некоторых значений были близки к граничному значению, а в одном случае составило 16 К.

Величина T_{cp} , как и T_c , достаточно давно используются для характеристики источников света, так как оказались удобными величинами, характеризующими спектральное распределение источников излучения, близких к «белому» свету. Несомненно, важным является тот факт, что международная комиссия по освещению (МКО) регламентировала 4 типа иллюминантов, которые обеспечивают излучение с определенным относительным спектральным распределением энергии в области спектра, где происходит зрительное восприятие цвета объекта /3/. Для каждого иллюминанта установлены точные значения термодинамической температуры черного тела и координат цветности, что позволяет определять и значения T_{cp} .

В публикации МКО по колориметрии 1986 г. /4/ указывается, что коррелированная цветовая температура (correlated color temperature (T_{cp})) данного стимула – температура Планковского излучателя, воспринимаемый цвет которого наиболее близко соответствует цвету данного стимула при той же светлости и при тех же условиях наблюдения. Рекомендуемый метод вычисления T_{cp} стимула заключается в том, что надо определить на цветовом графике температуру, соответствующую точке на линии черного тела, представляющей Планковский излучатель, в которой пересекается соответствующая изотерма, содержащая точку, представляющую данный стимул. В настоящее время изотермами считаются линии, которые совпадают с нормалью к линии черного тела на цветовом графике, изображающим зависимость $2v'/3$ от u' , где v' и u' – координаты графика равноконтрастного цветового пространства МКО 1976 (график, который ранее назывался графиком МКО 1960 u, v).

Проведенный анализ литературных данных методов воспроизведения единиц T_c , T_{cp} и T_d , их измерения и расчета показал: 1) воспроизведение, хранение и передача единицы T_c можно обеспечить на базе существующего НЭССО (до модернизации); 2) для обеспечения измерения фотометрических характеристик энергосберегающих источников излучения необходимо расширить функциональные возможности НЭССО для воспроизведения, хранения и передачи единицы T_{cp} ; 3) существуют два основных способа определения T_{cp} источников оптического излучения – спектрорадиометрический и колориметрический. Спектрорадиометрический метод предполагает измерение спектральной плотности энергетической яркости излучения с последующим расчетом T_{cp} . Колориметрический метод основан на измерении координат цветности источников излучения и последующим расчетом T_{cp} . При этом, как показал проведенный модельный эксперимент, разница между значениями T_{cp} , полученная в результате использования различных методов расчета, не превышает 2 К. 4) создание шкалы T_d , основанной на методах энергетической фотометрии и (или) термометрии, экономически нецелесообразно, так как влечет за собой создание принципиально нового эталона.

В рамках работ по модернизации НЭССО был создан оригинальный эталонный источник оптического излучения для передачи размера единиц координат цветности самосветящихся объектов на основе светодиодных источников излучения (СИИ) и фотометрического шара, структурная схема которого представлена на рисунке 1 /5/.



1 – светорассеивающий экран, 2 – фотометрический шар, 3 – щиток, 4 – набор светодиодных источников излучения, 5 – набор стеклянных цветных оптических фильтров, 6 – набор светоизмерительных ламп широкого спектра излучения, 7 – источник питания светоизмерительных ламп, 8 – источник питания СИИ, 9 – система регистрации выходных сигналов и их обработки, 10 – спектрорадиометр

Рисунок 1 – Структурная схема колориметрического блока

В результате метрологической аттестации КБ были установлены следующие характеристики:

- диапазоны воспроизведения единицы цветности:
координата цветности x – от 0,0039 до 0,7347 единиц цветности;
координата цветности у – от 0,0048 до 0,8338 единиц цветности.
- диапазон воспроизведения единицы коррелированной цветовой температуры: от 2000 до 12000 К.
 - диапазон воспроизведения единицы яркости: от 1 до 80000 кд/м².
 - СКО результата измерения координат цветности:
координата цветности x – 0,00006 единиц цветности;
координата цветности у - 0,00007 единиц цветности.
 - СКО воспроизведения единицы коррелированной цветовой температуры 1 К.
 - СКО воспроизведения единицы яркости 0,0032 %;
 - границы неисключенной систематической погрешности (НСП) воспроизведения единиц цветности:
координата цветности x – ± 0,002 единиц цветности;
координата цветности у – ± 0,002 единиц цветности.
 - границы НСП воспроизведения единицы коррелированной цветовой температуры: ± 15 К.
 - границы НСП воспроизведения единицы яркости: ± 6 %.

С помощью КБ можно проводить исследования метрологических характеристик как источников оптического излучения различного спектрального состава, так и измерительного оборудования: яркомеров-колориметров, телевизионных колориметров, спектроколориметров, анализаторов цвета и.т.д.

Список литературы

1. Плюта В.Е. и др. Метрология и приборостроение. 3 - 4 (2002) 15 – 17.
2. Никоненко С.В. и др. Светотехника 3 (2006) 41 – 43.
3. CIE 10526E/F (1991).
4. CIE 15.2-2 (1986)
5. Патент RU 91761.

THE PLASMA FLOW COMPOSITION OF VACUUM ARC EVAPORATORS OF PLASMA WITH ALLOYED NONMETALLIC CATHODES

Ihar A. Ivanou

Vacuum and Compressor Technique Department, Belarusian National Technical University,
Nezalezhnastsyi ave. 65, 220013 Minsk, Belarus, iivanou@telegraf.by

The vacuum arc discharge occurs between conducting electrodes under pressure less than $10^0 \dots 10^{-1}$ Pa. The solid cathode material is vaporized and ionized in a spot region which has a micrometers size. The current density in a spot region is of order more than 10^6 A/cm². This method is used widely for hardening of tools and wearing details, for formation many component and many layers special coatings, as heat and corrosion resistant and other. The new technological applications of vacuum plasma evaporators are connect with using of compound and alloyed cathodes. The most of applications need to use once with nonmetallic components. But vacuum arc evaporation of those cathodes doesn't investigate so detail as arc evaporation of single metallic materials.

Experimental investigations of the charge and the energy distribution of ions produced in the vacuum arc discharge for case when the cathode is an alloy are carried out in this paper.

Energy and mass analysis of ion flow was realized on mass spectrometer MX 7304 which was connected with an energy analyzer /1, 2/. The results were output on a display. We measure only an axis part of ion flow. The cathode drop value was measured with accurate within 0.5 V.

The smallest current of a stable arc discharge on alloyed cathodes of zirconium-silicon, titanium-silicon, molybdenum-silicon systems (silicon content more than 66 atomic %) is equal to 45 A. For example, for metallic cathodes that current is equal to 80 A for titanium and 90 A for zirconium. The cathode drop value is 23...24 V for all investigated systems.

The results of energy and mass analysis show a presence as metal ions as silicon ion with plus one or plus two charge (see table 1). But an average charge of ions of many component plasma is less then once of the one component metallic plasma. The average charge of ions of metal-silicon plasma grows with increasing of silicon in cathode composition. Eeliest investigation shows that this growth connects with mechanism of arc evaporation of alloys /3/. The average energy of ions of plasma flow varies within 28-34 eV. The average energy of zirconium ions (32-34 eV) is higher then energy of silicon ions (28-30 eV). The higher level of ions in plasma flow makes easy realization of plasma chemical synthesis of suicides on a condensation surface. The comparison of cathodes and ion flow composition shows a difference between them (see table 2).

Table 1 – The ion flow content of vacuum arc plasma

Cathodes material	Ion part, %				
	+ 1	+ 2	+ 3	+ 4	Average charge
pure Cr	16	66	14	2	2,7
pure Ti	27	67	6	–	1,8
Ti + 80 at. % of Si	Ti 18,6 Si 62,3	Ti 11,7 Si 7,4	–	–	1,2
Zr + 84 at. % of Si	Zr – absent Si 30,0	Zr 55,0 Si 8,0	Zr 4,0 Si – absent	Zr 3,0 Si – absent	1,8
pure Zr	3	33	42	–	1,94
pure Si	37,3	57,6	5,1	–	1,68

Table 2 - The comparison of cathodes and ion flow composition

Cathode alloy	Chemical element	Quantity proportion of cathodes, atomic %	Quantity proportion of plasma flow, atomic %
Titanium-silicon	Ti	20	30.3
	Si	80	69.7
Titanium-silicon	Ti	14	26.7
	Si	86	73.3
Zirconium-silicon	Zr	24	72.4
	Si	76	27.6
Zirconium-silicon	Zr	16	62.0
	Si	84	38.0
Zirconium-silicon	Zr	11	51.9
	Si	89	48.1

The silicon part into of ion flow is less then into cathode material. For arc evaporation of titanium-silicon alloys this reduction is equal to 12...15 %. For zirconium-silicon alloys it rises up to 50...60%. Observed difference between of cathodes and ion flow composition is typifying for the most cathode systems with higher nonmetallic compound. For example, J.Sasaki (Japanese steel company) and I.G.Brown (University of California) investigated an arc evaporation of alloyed and powdering cathodes with higher level of nonmetallic components. They showed that ions of nonmetallic compound exist into plasma flow, but their quantity is less then ones into cathode material (for TiN cathode that difference is equal to 50 %, for TiC - 20 %, for TiO₂ - 78 %) /4/.

For stabilization of arc discharge they use of outward magnetic field. This magnetic field can influence on the processes into a cathode region. For example, the highest magnetic fields lead to the growth of arc voltage and changes of parameters of plasma flow. However, as investigation shows, before 5 mTesla value (that is traditional for technological equipment) magnetic fields don't influence on a mechanism of erosion evaporation of cathodes material. But we see a little growth of average ion energy.

Parameters are described above investigate in gas (argon, nitrogen, oxygen) environment. As example in this paper we show the results of spectroscopic analysis of titanium-silicon plasma flow under nitrogen pressure 10^{-1} Pa. The optical spectrum of titanium-silicon plasma flow in the range from 250 to 450 nm of optical wave length has high intensity. This spectrum contains lines of nitrogen molecules as in excited N₂I as in ionized N₂II type. The more intensive lines are N₂I type – 357.7; 353.67; 315.91 nm, N₂II type – 427.81; 423.67; 391.44 nm. The chemical compounds metal – silicon, metal – nitrogen, silicon – nitrogen are absent in plasma flow. Chemical compounds form on a condensation surface. Titanium attends in form of excited atoms TiI – the highest lines are 427.82; 399.86; 370.86 nm; one charge ions TiII - 376.1; 368.5; 357.4 nm; two charge ions TiIII – 311.25 nm. There are so little of spectrum lines of silicon. It are SiI - 288.16 nm; SiII - 385.6 and 333.3 nm; SiIII - 327.7 and 264.07 nm.

Thus we have found that ion –plasma flow of vacuum arc contains + 1 and many charge ions as metal as silicon with average start energy 28...30 eV. Metal atoms and nitrogen molecules presence as in excited as in ionized conditions. The quantity of silicon into ion flow is in 1.5...2 time less then into cathodes material. Average energy and charge of silicon ions are less then those parameters of metal ions. The most difference we can see for metal-silicon alloys with high level of silicon. The average ion energy grows with rising of a outward magnetic field a little bit.

References

1. **Жоглик И.Н.** В сб.: Физика низкотемпературной плазмы, часть 2, Минск, БГУ, (1991) 225 - 226.
2. **Вакуумно-плазменные покрытия**/под ред. Ж.А. Мрочека, Минск (2004) 369
3. **Ivanov I.A.** Proc. of 9th Int. colloquium on plasma processes, France, Antibes, (1993) 73.
4. **Sasaki J., Brown I.G.** J.Appl. Phys., vol. 66, **11** (1989) 5198 - 5203.

PROPERTIES OF MICRO- AND NANOCRYSTALLINE MATERIALS BASED ON SiC, OBTAINED BY HIGH ENERGY CONSOLIDATION

V.S. Urbanovich¹, A.M. Makei¹, P. Klimczyk², L. Jaworska², B. Matovic³,
S. Boskovic³, V.S. Niss⁴ and L.V. Sudnik⁵

¹Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus, Minsk, Belarus

²The Institute of Advanced Manufacturing Technology, Krakow, Poland

³Vinča Institute of Nuclear Sciences, 11001 Belgrade, Serbia

⁴Belarusian National Technical University, 220013 Minsk, Belarus

⁵Research Institute of Impulse Processes with Pilot Factory, Minsk, Belarus

Ceramics based on silicon carbide has a high of mechanical strength at high temperatures and wear resistance, low coefficient of thermal expansion, high resistance to oxidation at temperatures up to 1500 ° C, high chemical inertness, corrosion resistance, high hardness and thermal conductivity [1]. The most dense ceramic materials based on it can be obtained by hot pressing of SiC powder with binders and activating additives [2], spark plasma sintering [3], or high pressure sintering without any additives [4].

Recently there is a growing interest in nanocrystalline ceramic materials and methods for their preparation, which is associated with the expectation of higher physical and mechanical properties and thermal stability of such materials. Therefore, nanocrystalline materials based on silicon carbide are of great interest. The most promising methods of obtaining of nanocrystalline ceramic materials based on refractory compounds are high-energy methods of consolidation. One such method is sintering at high pressures [5]. Efficiency of high pressure sintering for obtaining of high hard nanocrystalline materials has been shown earlier by one of the authors by the example of titanium nitride [6]. Such possibility is not enough studied for silicon carbide. Therefore, investigation of the effect of the initial powder dispersion and the parameters of thermobaric treatment on the structure and physical-mechanical properties of sintered silicon carbide is relevant and of great practical interest.

Silicon carbide powders of various grain used as initial: submicro- α -SiC (Goodfellow, UK) with a particle size of 0.1-1 μm , silicon carbide micropowder F1000 (Boksitogorsk argil plant, Russia) with a particle size of 5-7 μm as well as their mixtures with the addition of 50 vol.% monodisperse α -Si₃N₄ nanopowder (UBE 10, Japan) with a particle size of about 150 nm (Fig. 1).

Sintering was realized in the high-pressure "anvil-type with hollows" apparatus, [7] at pressure of 4 GPa and temperatures of 1500-2000 °C. Sintering time was 60 s.

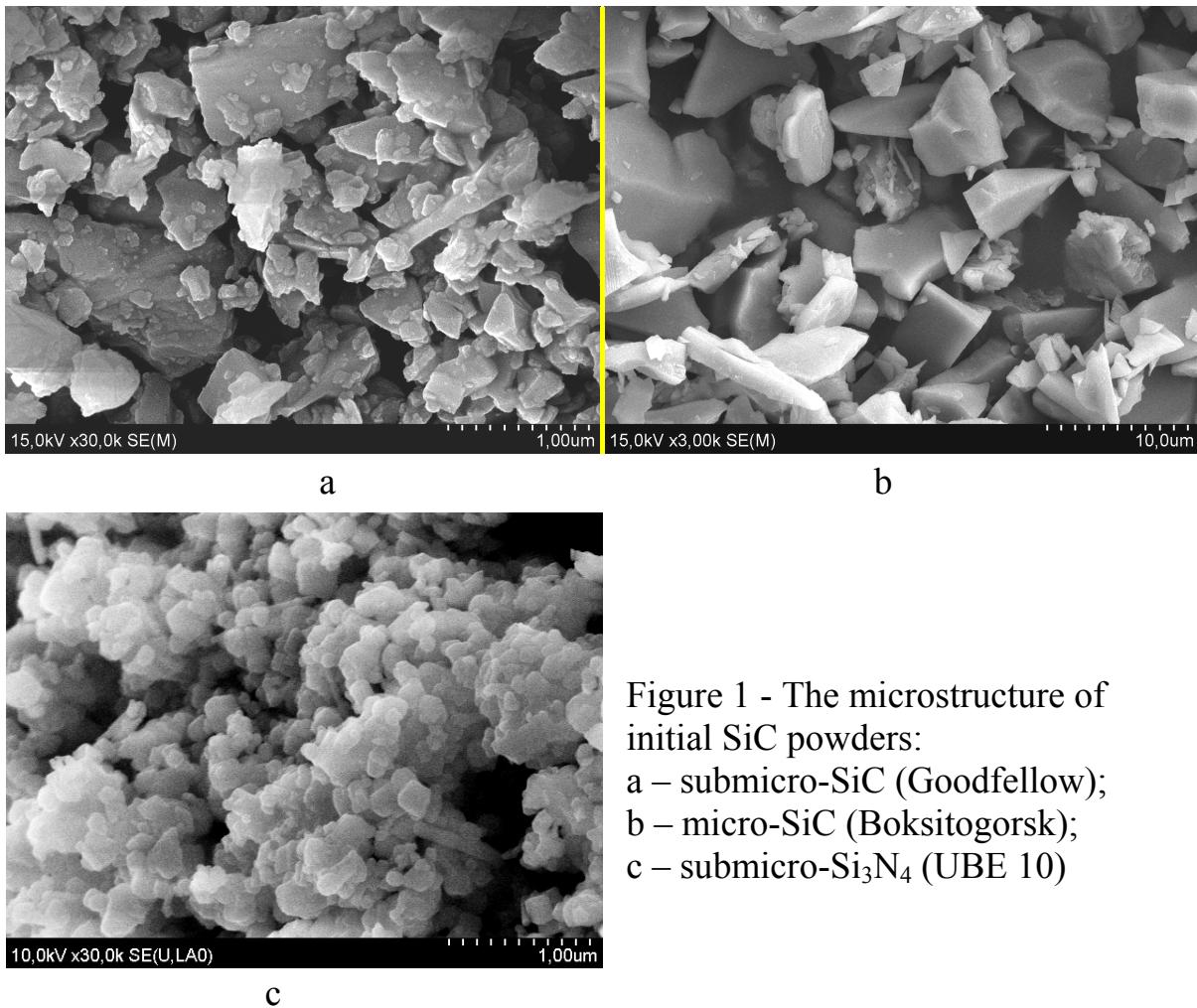


Figure 1 - The microstructure of initial SiC powders:
 a – submicro-SiC (Goodfellow);
 b – micro-SiC (Boksitogorsk);
 c – submicro-Si₃N₄ (UBE 10)

After machining of the sintered samples their microstructure, density and Vickers microhardness as a function of sintering temperature were investigated. Microhardness was measured with help the device MHT-240 LECO (load 2 N).

It is established that changing the density of the samples of these silicon carbide powders with increasing sintering temperature nonmonotonic (Fig. 2a). The samples obtained from micro-SiC have a higher density, due to the peculiarities of behavior of large particles of the powder under compression at high pressure - their crushing and plastic deformation under the effect of shear stresses. Achieving maximum value of 98.5% densification (3.16 g/cm^3) of these samples occurs at a lower sintering temperature of 1700°C , than for more dispersed submicro-SiC.

Found that the density of SiC/Si₃N₄ composites is lower than SiC samples for all sintering temperatures. The density of micro-SiC/Si₃N₄ composite is higher than submicro-SiC/Si₃N₄, which is also due to fragmentation and plastic deformation of SiC micropowder large particles at high pressure compression.

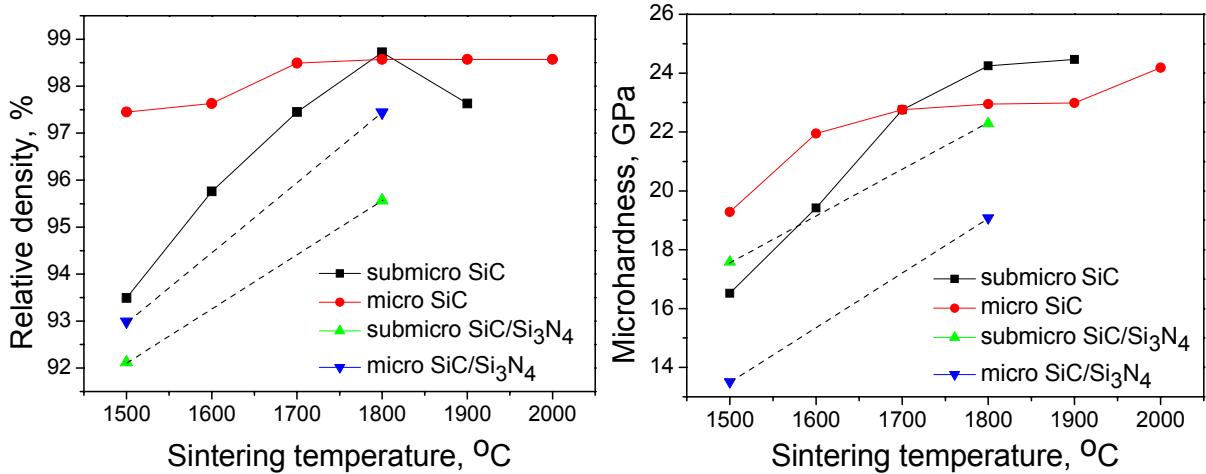


Figure 2 - Relative density (a) and microhardness (b) of ceramic samples from the sintering temperature

In the sintering temperature range up to 1700 °C micro-SiC samples have the higher microhardness (19-22 GPa) due to a higher value of their density (Fig. 2b). However, at higher sintering temperatures, on the contrary, submicro-SiC samples are of higher microhardness (~ 24 GPa), apparently due to the smaller grain size and more homogeneous microstructure (Fig. 3a, b).

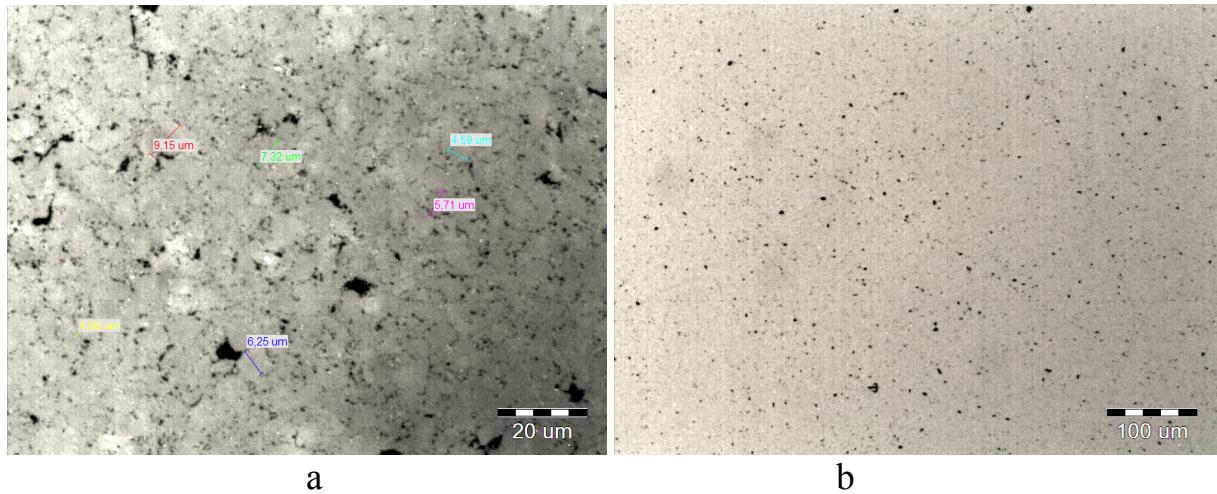


Figure 3 - Microstructure of samples of silicon carbide:
a – micro-SiC (F1000), Ts=2000 °C; b – submicro-SiC (GW), Ts=1900 °C

As can be seen from Fig. 2 microhardness of submicro-SiC/Si₃N₄ composite is higher than micro-SiC/Si₃N₄ composite, although its density is less than that due to a more homogeneous structure and smaller grain size of SiC (Fig. 4). This may reflect the predominant influence of the microstructure of the composite to its microhardness compared with the density, and may be associated with a higher level of microstresses.

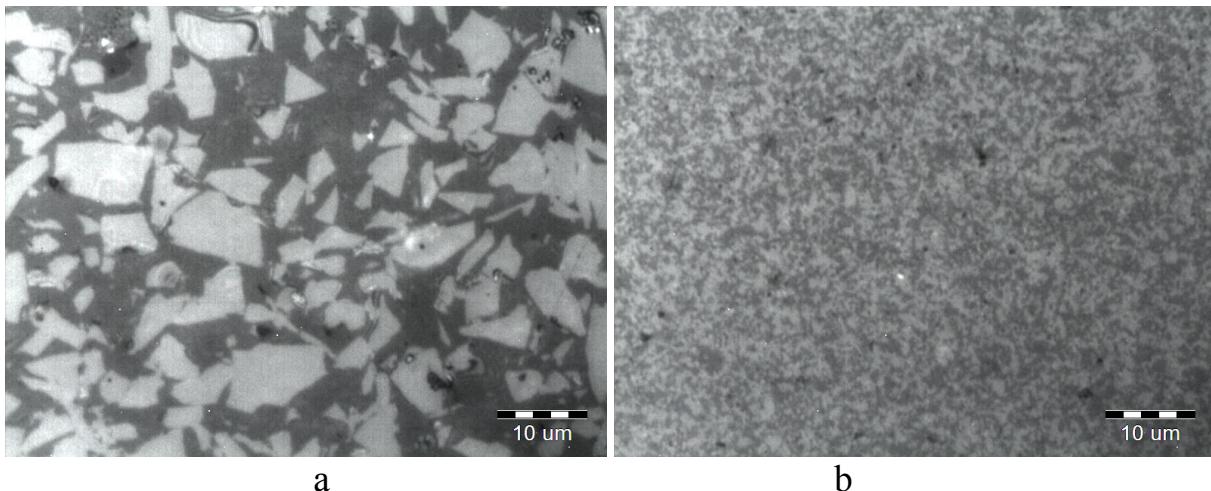


Figure 4 - Microstructure of composite micro-SiC/Si₃N₄ (a) and submicro-SiC/Si₃N₄ (b) Tsp=1800 °C

Analysis of the microstructure of micro-SiC/Si₃N₄ composite (Fig. 4) shows that the particle size of the carbide phase almost corresponds to particle size of the initial silicon carbide micropowder. This indicates that at the compression of SiC/Si₃N₄ composite under high pressure crushing of large particles of SiC powder does not occur.

Thus, at high pressure sintering the samples of more dispersed silicon carbide submicron powder and the composite of submicro-SiC/Si₃N₄ powder mixture have the most homogeneous microstructure and higher hardness respectively up to 24 GPa and 22 GPa.

References

1. **Gnesin G. G** Silicon carbide materials. Moscow: Metallurgiya (1977) 216 (in Russian)
2. **Cheong D., Kim J., Kang S.-J.** Journal of the European Ceramic Society, **22** (2002) 1321-1327.
3. **Lomello F., Bonnefont G., Leconte Y., Herlin-Boime N., Fantozzi G.** Journal of the European Ceramic Society, **32** (2012) 633-641
4. **Mao-lin X., De-li L., Xiao-bin X., Bang-yi L., Chand'an C., Wei-yuan L.** Fusion Engineering and Design, **85** (2010) 964-968
5. **Andrievski R.A.** Successes of Chemistry, **63** (1994) 431-448
6. **Andrievski R.A., Urbanovich V.S., Kobelev N.P., Kuchinski V.M.** // Fourth Euro Ceramics, Basic Sciences, **4** (1995) 307-312
7. **Turbinski S.S., Urbanovich V.S., Antonovich V.A.** Review on Advanced Materials Science, **20** (2009) 136-142

TIME-SPACE DEVELOPMENT OF HYDROGEN BALMER ALPHA LINE IN A BARRIER HOLLOW CATHODE DISCHARGE

B. M. Obradović, S. S. Ivković, N. Cvetačić, and M. M. Kuraica

Faculty of Physics, University of Belgrade, Studentski trg 12-16, 11000 Belgrade, Serbia,
obrat@ff.bg.ac.rs

1. Introduction

Energetic hydrogen atoms have been detected via large Doppler broadening of hydrogen Balmer lines in different types of discharges. Hydrogen lines are broadened to a great extent with far wings corresponding to kinetic energies of several hundreds of electron volts, i.e., orders of magnitudes higher than gas temperatures. Shapes of Balmer line profiles depend on the direction of observation, indicating anisotropy of motion of fast hydrogen atoms. Highly asymmetric broad line profiles were observed along the electric field. For generation of energetic H atoms, a detailed model was given by Phelps and co-workers in Ref. 1 and 2. According to this, three types of hydrogen ions, H^+ , H_2^+ and H_3^+ are accelerated in the electric field and undergo charge exchange reactions with H_2 creating energetic H atoms. These charge exchange processes produce fast hydrogen atoms moving toward the cathode, i.e. in the field direction. It was shown earlier that the overall hydrogen line profile is comprised of three components: narrow and middle width component (coming from electronic excitation) and wide component (coming from excitation of energetic atoms) /3/. Large Doppler broadening in a hollow cathode discharge was reported in a number of papers /4 – 6/. At low pressures, in so called high voltage hollow cathode regime, the negative glow is extracted from the cathode cylinder and cathode fall fills the gap to the anode ring, making the electric field vector coincide with the central axis of the cathode cylinder.

2. Experiment

Experimental set-up is presented in Fig. 1. The discharge tube is a glass cylinder with diameter of 20 mm. One electrode is another closed glass cylinder set at one side of the tube - sealed by microscopic glass and filled with transparent electrolyte. The other electrode is a steel mesh cylinder which is positioned inside the glass tube, see Fig. 1. The discharge tube was evacuated down to 10^{-2} mbar first, and then filled with hydrogen at 1.1 mbar pressure. The discharge was driven by an AC voltage with frequency of 20 kHz. The sinusoidal voltage signal from a HP MODEL function generator was amplified using an audio amplifier (400 W) and transformed to a high voltage. The applied

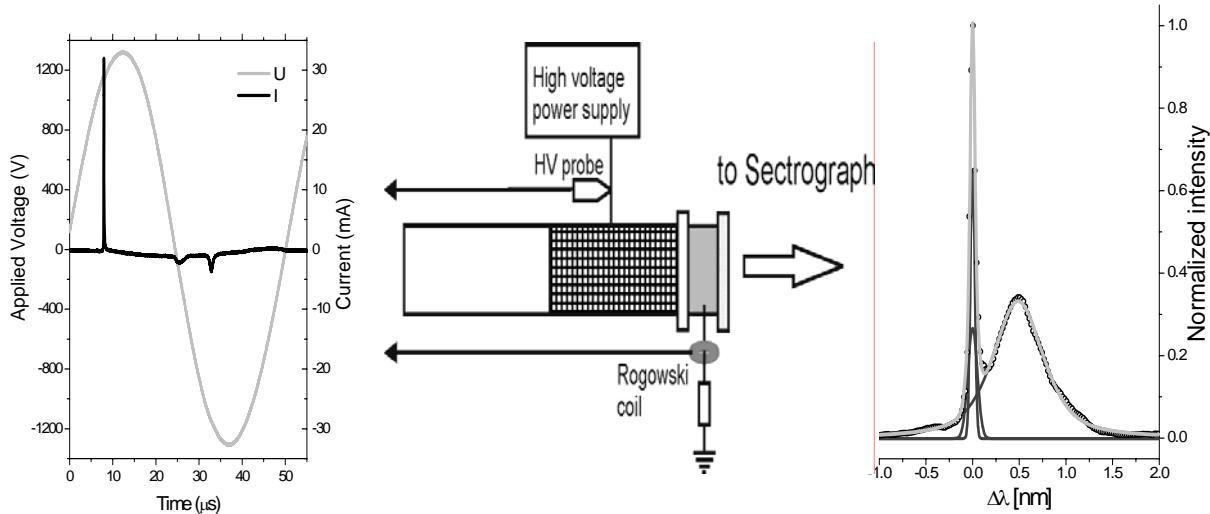


Figure 1. Experimental set-up with current and voltage oscillograms (left) and recorded hydrogen Balmer alpha line fitted with three peak functions (right).

voltage was measured via a 1:1000 P6015A Tektronics voltage probe; the total current was monitored by a current probe (ipc cm-100-m). The applied voltage and the discharge current were monitored by Tektronics TDS 3032 (300 MHz bandwidth, 2 Gsamples/s) oscilloscope. The discharge image was projected by a lens to the entrance slit of an Echelle-type spectrograph equipped with an ICCD (PI MAX2, Princeton Instruments) – instrumental FWHM = 0.02 nm. ICCD is triggered with a time delayed pulse, initially generated by the discharge current pulse. The gate duration was 50 ns during the measurements of the H_α line development. The hollow cathode configuration was chosen to obtain ICCD triggering with a minimal jitter. This was possible only in a barrier discharge arrangement, where seed electrons on the barrier facilitate the breakdown in the next half-period.

3. Results and discussion

An example of recorded H_α line profile presented on Fig. 1, shows two distinct peaks: narrow („core“), unshifted, caused by electronic excitation, and broad („wing“), shifted, caused by heavy particle collisions. Fig. 2a gives H_α line profiles recorded at different times during the development of the discharge, with the shifts given in velocity values of hydrogen atoms. Referent time instant, indicated as 0 ns, is the time of maximal current, see Fig. 3. Analyzing smoothed profiles of broad peaks, which here are used for clarity; one can conclude that maxima of these peaks are shifted towards lower values. Recorded line profiles we were used for analysis of the excited atoms energy distribution and fraction of heavy particle processes in the total excitation, as in Ref. 6. Energy

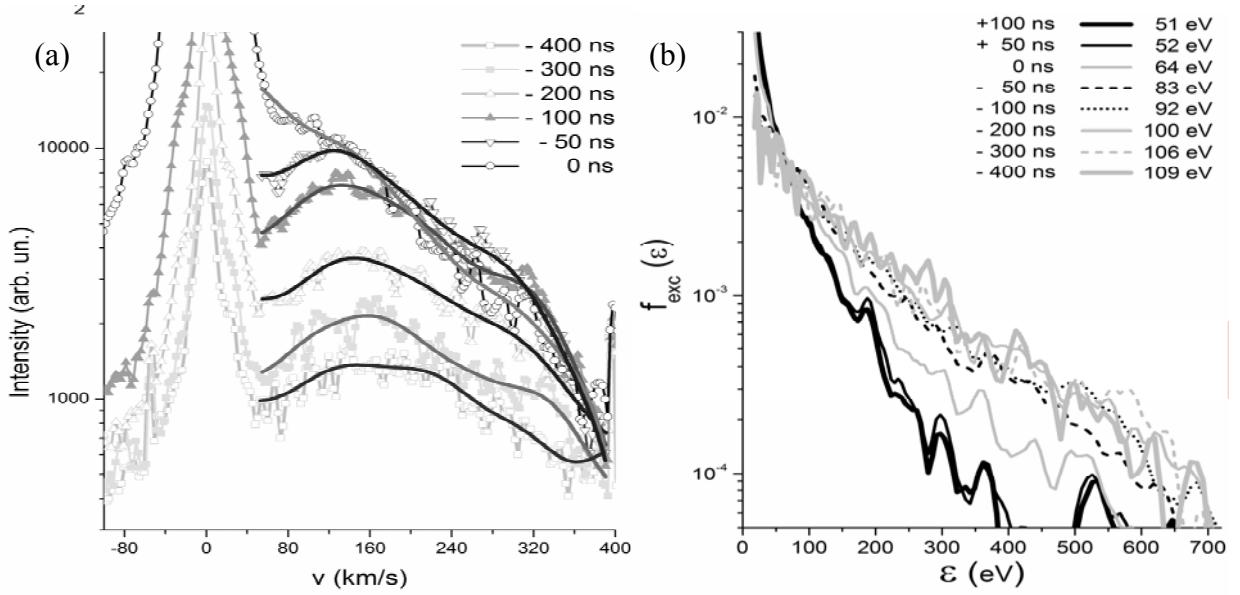


Figure 2. (a) H_α line profiles recorded during the discharge development. (b) Energy distribution of exited fast H atoms obtained from the H_α line wings.

distributions of exited fast atoms, see Fig. 2b, are obtained from the red wing of the profiles. Distributions are obtained by simple histogram transformation from wavelength (velocity) distribution to energy distribution and normalization to the integral of $f(\epsilon)$. Energies on the abscissa are “detected” energies, i.e., kinetic energies in the direction of observation.

Development of the core and wing intensity, and the hydrogen atoms mean energy are presented in Fig. 3 together with the development of the discharge voltage and current. One can see from the graphs that core and wing intensities increase during the discharge development i.e. during the current

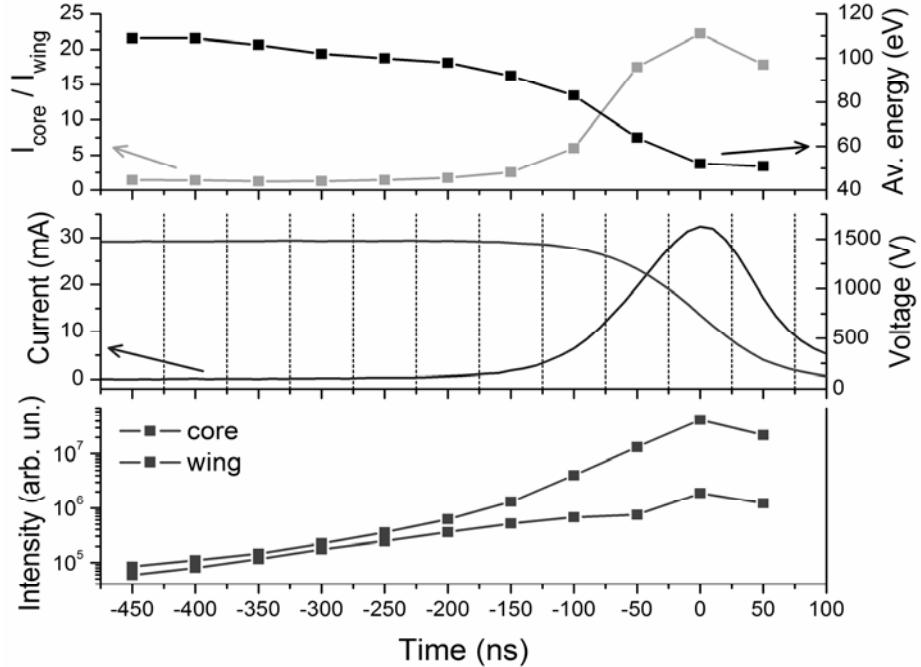


Figure 3. (Top) Intensity ratio and H atom mean energy. (Middle) Discharge voltage and current signals. (Bottom) Core and wing intensities.

increase, and they decrease during the falling edge of the current pulse i.e. during the extinguishing phase of the discharge. Analyzing the figure one can conclude that the ratio of core and wing intensities start to increase with start of current steep increase, and time dependence of core to wing intensity ratio clearly follows the current development. As we mentioned earlier, core of the line profile is formed due to electronic excitation, so, rapid increase of the core intensity is evidence of increasing of electron density in the discharge. Similarly to this behavior, it was demonstrated in a pulsed high voltage hollow cathode discharge, experimentally and theoretically, that steep increase of the discharge current during the breakdown phase is caused by rapid density increase of low-energy electrons produced in the process of secondary electron emission from the cathode /7, 8/.

Acknowledgements

This work is supported by the Ministry of Education and Science of the Republic of Serbia through the Project No. 171034 and the Project No. 33022.

REFERENCES

1. Petrović Z. Lj., Jelenković B. M., and Phelps A. V., Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 325.
2. Phelps A. V., Phys. Rev. E, **79** (2009) 066401.
3. Cvetanović N., Obradović B. M. and Kuraica M. M., J. Appl. Phys. **97** (2005) 033302
4. Lavrov B. P. and Mel'nikov A. S., Opt. Spectrosc. **79** (1995) 842.
5. Šišović N. M., Majstorović G. Lj., and Konjević N., Eur. Phys. J. D, **32** (2005) 347.
6. Cvetanović N., Obradović B. M. and Kuraica M. M., J. Appl. Phys. **110** (2011) 073306.
7. Boeuf J. P. and Pitchford L. C., IEEE Trans. Plasma Sci. **19** (1991) 286.
8. Favre M., Chuaqui H., Wyndham E., and Choi P., IEEE Trans. Plasma Sci., **20** (1992) 53.

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АРМКО-ЖЕЛЕЗА В РЕЗУЛЬТАТЕ ТЕРМОКИНЕТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССИОННОГО ПЛАЗМЕННОГО ПОТОКА

В.В. Асташинский¹, И.Н. Румянцева²

¹Белорусский государственный университет, пр. Независимости 4,
220080 Минск, Беларусь, astashynski@bsu.by

²Физико-технический институт НАН Беларуси, ул. академика Купревича 10,
220141 Минск, Беларусь

Современные технологии обработки используемых в промышленности материалов, такие как плазменная модификация поверхностей, открывают дорогу для инновационных проектов, которые обеспечивают широкомасштабное использование достижений науки в реальном секторе экономики. Эффективного решения задачи модификации свойств можно добиться воздействием на поверхности концентрированными потоками энергии, такими как компрессионные плазменные потоки. В проведенных ранее исследованиях установлено, что воздействие сверхзвуковыми компрессионными плазменными потоками на образцы приводит к плавлению их поверхности и формированию слоев, образующихся при быстрой кристаллизации из расплава, в результате чего их структура и состав претерпевают существенные изменения по сравнению с материалом до обработки /1-2/. Подобная модификация сопровождается протеканием совокупности сложных плазмодинамических и теплофизических процессов, таких как формирование ударно-сжатого плазменного слоя у поверхности мишени, нагрев, плавление и испарение обрабатываемого материала, разлет пароплазменного облака, формирование ударной волны, закалка из жидкого и осаждение из газообразного состояния и др. /3-4/. С целью выделения из этих явлений тех процессов, которые непосредственно связаны с термокинетическим воздействием плазменного потока, были проведены исследования структурно-фазовых изменений в армко-железе в результате воздействия компрессионными потоками, плазмообразующим веществом которых являлся водород /5/. В этом случае происходит внедрение водорода в приповерхностный слой образцов на глубину не превышающую 0,5 мкм. Поэтому обработку в таком режиме можно рассматривать только как термическое воздействие плазменного потока на приповерхностные слои толщиной более 1 мкм. Известно, что основные эксплуатационные характеристики деталей и улов различных механизмов определяются в основном поверхностными свойствами, поэтому с целью определения перспективности практического использования подобной обработки было

проведено изучение механических свойств поверхностей, таких как твердость и коэффициент трения.

Обработку образцов компрессионными плазменными потоками осуществляли с помощью газоразрядного магнитоплазменного компрессора (МПК) компактной геометрии в Институте физики НАН Беларуси. Энергия конденсаторной батареи ускорителя составляет 9,6 кДж, что обеспечивает длительность разряда 100 мкс. Плотность мощности потока — $1,8 \cdot 10^5$ Вт/см². МПК работал в режиме «остаточного газа», при котором предварительно откаченная вакуумная камера заполнялась рабочим газом (водородом) до давления 400 Па.

Измерение микротвердости проводили на приборе ПМТ-3, а исследования фрикционных характеристик — на трибометре ТАУ-1М. Твердость определяли при нагрузках 0,5-2,0 Н с последующим переводом значений в систему «СИ». Относительная погрешность измерения твердости не превышала 13 %. Трибологические испытания проводились в условиях сухого трения. Инденторы были выполнены в виде гладкого пальца с радиусом закругления 0,5 мм из твердого сплава ВК8 (состав: 92 % WC, 8 % Co, твердость 87,5 HRC). Измерения осуществлялись при нагрузке 1,0 Н. В начальный период трения, соответствующий приработке индентора и образца, погрешность в определении коэффициента трения не превышала 20 %.

Результаты измерения твердости образцов при различных нагрузках, обработанных плазменным потоком водорода (рис. 1) согласуются с данными о структуре модифицированного слоя, сформированного в результате такого воздействия /5/. Как показывают данные измерений при нагрузке 0,5 Н, происходит увеличение значения микротвердости с $3,5 \pm 0,2$ ГПа до $5,2 \pm 0,6$ ГПа в случае однократного воздействия. Спустя несколько месяцев после воздействия водород покидает поверхностные слои, что сказывается также и на твердости поверхности, уменьшающейся до $4,0 \pm 0,5$ ГПа. В слоях толщиной, превышающей 3 мкм (данные измерений при нагрузке 1,0 Н), твердость практически не меняется и составляет: $3,6 \pm 0,2$ ГПа — непосредственно после обработки; $3,2 \pm 0,2$ ГПа — спустя несколько месяцев после обработки. Твердость необработанного материала при нагрузке 1,0 Н — $2,5 \pm 0,2$ ГПа.

Данные трибологических испытаний (рис. 2) согласуются с результатами измерения микротвердости и показывают уменьшение коэффициента трения поверхностных слоев обработанных водородной плазмой образцов более чем в два раза по сравнению с исходными до значения 0,15. С увеличением пройденного индентором пути коэффициент трения увеличивается до значения 0,25, после чего остается неизменным в пределах погрешности измерений. Спустя несколько месяцев после

воздействия коэффициент трения поверхностной области снижается до значения 0,08 и остается ниже коэффициента трения поверхности непосредственно после обработки вплоть до значения 0,25. Коэффициент трения более глубоких слоев, так же как и их твердость, остается неизменным.

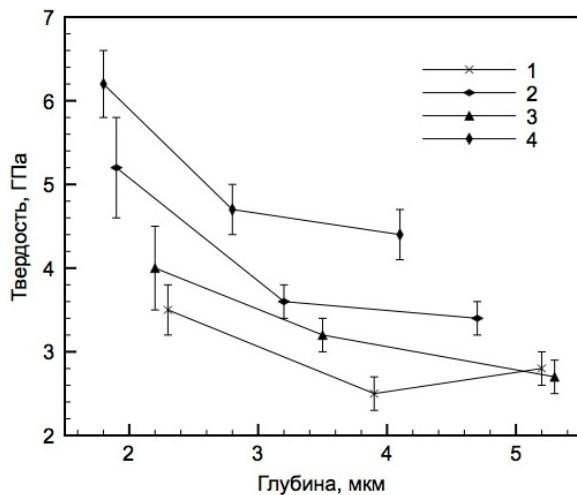


Рис. 1. Микротвердость поверхности железа

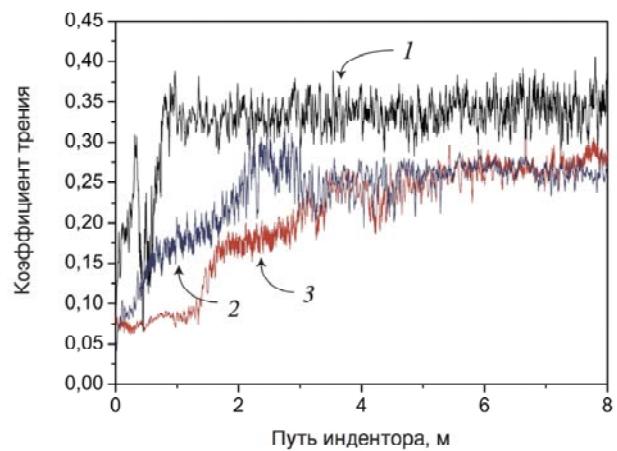


Рис. 2. Коэффициент трения поверхности железа

(1 — исх., 2 — 1 имп., 3 — 1 имп.*., 4 — 5 имп.)

*спустя несколько месяцев после обработки

Увеличение микротвердости и улучшение трибологических характеристик поверхности в результате термокинетического воздействия плазменного потока можно объяснить следующим образом. Анализ термокинетического воздействия компрессионного плазменного потока на образец, показывает, что в процессе плавления и кристаллизации на границе кристалл-расплав будет возникать существенный градиент температур. Представленные в /6/ результаты расчетов, проведенных для случая кристаллизации поверхности кремния, прошедшего аналогичную обработку компрессионным плазменным потоком, позволяют предположить, что и в случае кристаллизации железа в поверхностных слоях будут возникать термоупругие напряжения как сжатия, так и растяжения, причем диапазон изменения напряжений имеет порядок $\pm 10^9$ Па. Подобные термоупругие поля способствуют генерации дислокаций в приповерхностном слое.

Известно, что области сжатия и растяжения, связанные с дислокациями, притягивают атомы примесей, в результате чего движение дислокации затрудняется /7/. Таким образом, внедренный в поверхностные

слои водород препятствует движению дислокаций, что оказывает влияние на увеличение твердости. Когда водород покидает поверхность, дислокации становятся более подвижными и могут выйти на поверхность с образованием ямок травления /8/, подобных представленным в /5/. Одновременно с этим, увеличение подвижности дислокаций приведет к уменьшению твердости поверхности.

Авторы благодарят сотрудников лаборатории физики плазменных ускорителей Института физики НАН Беларуси за обработку образцов компрессионными плазменными потоками.

Список литературы

1. **V.V. Uglov, V.M. Anishchik, V.V. Astashynski, et al.**, Surface and Coatings Technology, **180-181** (2004) 633-636.
2. **V.M. Anishchik, V.V. Uglov, V.V. Astashynski, et al.**, Vacuum, **70** (2-3) (2003) 269-274.
3. **В.М. Асташинский, Г.И. Баканович, Л.Я. Минько**, Физика плазмы, **10** (5) (1984) 1058-1063.
4. **V.V. Uglov, V.M. Anishchik, V.V. Astashynski, et al.**, Surface and Coatings Technology, **158-159** (2002) 272-275.
5. **В.В. Асташинский, И.Н. Румянцева**. Труды VII симпозиума Беларуси и Сербии по физике и диагностике лабораторной и астрофизической плазмы (ФДП-VII'2008): Минск, 22-26 сентября 2008 г., под ред. Архипенко В.И., Буракова В.С. и Чернявского А.Ф., Минск: Ковчег (2008) 196-199.
6. **В.В. Углов, В.М. Анищик, В.В. Асташинский и др.**, Радиационная физика твердого тела: труды 12-го международного совещания, Севастополь, Украина, 1 – 6 июля 2002 г., под ред. Бондаренко Г.Г. , Москва: изд. НИИ ПМТ (2002) 16-21.
7. Физическое металловедение: в 3 т. под ред.: Р.У. Кана и др., Москва: Металлургия, т.3 (1968) 484 с.
8. **К. Сангал**, Травление кристаллов: Теория, эксперимент, применение, Москва: Мир (1990) 285-322.

DETERMINATION OF ELECTRON DENSITY IN PLASMA USED FOR THE WAVEGUIDE BAND-PASS FILTER CONTROL

L.V. Simonchik¹, M.S. Usachonak¹, Th. Callegari², J. Lo², J. Sokoloff²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasti ave. 68, 220072
Minsk, Belarus, m.usachonak@dragon.bas-net.by

²LAPLACE CNRS, 118 route de Narbonne, 31062 Toulouse, France

Introduction

Most of electromagnetic band gap (EBG) devices are realized by artificial metallic structures such as using wires to produce effective negative permittivity. In some number of papers it was shown that the glow discharge plasmas have high potentials as effective control elements in the EBG devices /1, 2/. Band-pass waveguide microwave filter can be considered as 1D EBG-structure /3/. Microwave filter constitutes waveguide section with diaphragms (metallic rods), which form the resonators with direct (or half wavelength) couplings. The frequency characteristic tuning of such waveguide microwave filter can be carried out by changing of resonators properties, for example, using plasma columns instead some metallic rods. In this case it turns out that the filter frequency characteristic is connected with plasma parameters and the possibility to determine the electron density appears. This possibility we demonstrate in this work.

In general, the permittivity of a plasma ε_{pe} for microwave at frequency ω propagated in plasma is given by

$$\varepsilon_{pe} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2(1 + i\nu/\omega)} = 1 - \frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e \omega^2 (1 + i\nu/\omega)} \quad (1)$$

where ν is the electron collision frequency, e is the electron charge, ε_0 is the permittivity in vacuum and m_e is the electron mass. From this relation it is seen that ε_{pe} can be modified from unity to negative values according to n_e .

In the given work we have used the band-pass waveguide filter of the 3-centimeter wavelength ranges as a 1D periodical structure with gas discharge lamps GSh-5 for its control /4/.

Results and discussions

The 3-centimeter wavelength filter is formed by periodically distributed inhomogeneities in waveguide (with cross-section $23 \times 10 \text{ mm}^2$ and length of 200 mm). In our case, the five open-end holes (diameter 4 mm) were drilling through the opposite wide waveguide walls with period l along waveguide. Different inhomogeneities (metallic or dielectric rods) can be installed in holes (Fig. 1).

The period of the location of rods (length resonators) is about $l = \Lambda_0/2$, where Λ_0 is a wavelength in the waveguide, which is expressed by relation

$$\Lambda_0 = \lambda_m (1 - (\lambda_m / 2a)^2)^{-1/2}, \quad (2)$$

where λ_m is a wavelength corresponding to the middle of the filter bandwidth; a is the wide waveguide wall dimension ($a = 23$ mm). Thus, a character of resonance is half-wave and in case of five installed metallic rods (Fig. 1, b) we have four resonators with direct coupling. For the central frequency $f_0 = 10.2$ GHz ($\lambda_m = 29$ mm) the resonator lengths is $l = 19$ mm.

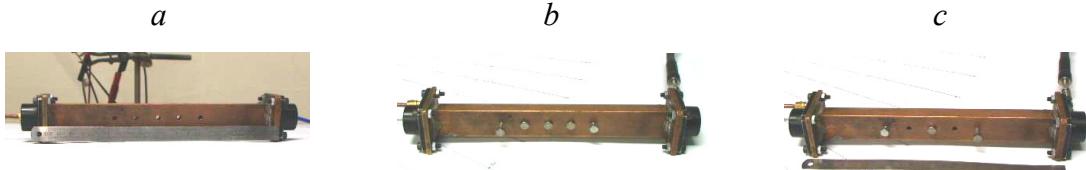


Fig. 1. Photos of the waveguide section with (a) hole, (b) 5 and (c) 3 metallic rods.

The amplitude-frequency characteristics (transmission spectrums) of the 3-centimeter microwave filter was measured using the vector analyzer Anritsu 37369C in the frequency range of 7–15 GHz (Fig. 2). The transmission characteristic of the filter with five metallic rods have one pass band at the frequency of about $f_0 = 10.2$ GHz. The transmission level for this band of about 10-15 dB lower than for the empty waveguide section. It can be explained by rough-and-ready manufacturing of this filter. Outside the bandwidth the transmission signal is less than -60 dB. For filter with three metallic rods installed in odd holes only (two resonators with $l = 38$ mm) the amplitude-frequency characteristic has three pass bands with the central

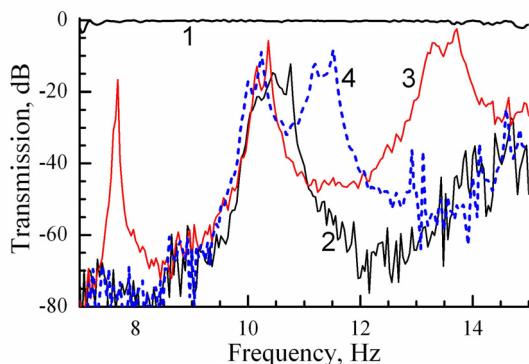


Fig. 2. Transmission of waveguide section without metallic rods (1), with 5 m. rods (2), with 3 m. rods (3), with 3 metallic and 2 dielectric rods (4).

frequencies $f_{01} = 7650$ MHz, $f_{02} = 10240$ MHz and $f_{03} = 13520$ MHz (fig. 2).

In the experiments, the lamps GSh-5 was used as a control elements of microwave filters /4/. The total length of the lamp glass tube is 250 mm, and its internal diameter is about 3 mm. The GSh-5 lamp is filled by neon at a pressure of 70 Torr, that gives the neon atoms concentration of about $N = 2.5 \times 10^{18}$ cm⁻³. If the diffusion current component is negligibly small compared with the drift and if the ion current is negligible compared with the electron one, the electron density n_e in the positive column is connected with values of current density j and the drift velocity $v_{dr}(E/N)$ by following relation:

$$j = en_e v_{dr}(E/N), \quad (3)$$

where E/N is reduced electric field in the positive column, e is electron charge. Current density was defined as the ratio of discharge current to the cross-section of the current area flow (internal cross-section area of GSh-5). Since the filamentary oxide cathode is used in this lamp the cathode drop voltage is small (a few tens of Volts) and electric field strength in positive column was defined as a ratio of the voltage between electrodes (about 200 V) and the interelectrode distance (200 mm). The dependence of the drift velocity of electrons from the reduced electric field in the plasma was calculated using BOLSIG +/5/. Electron densities at different currents defined by the formula (3) are presented in Fig. 3.

Let's consider the case when the filter is formed by combination of three metal rods and two lamps GSh-5 (Fig. 4, a). If the lamps are turn off, the waveguide section has two pass band in analyzer swath of 7-12 GHz - more narrow at 7.6 GHz and wider at 10.4 GHz (Fig. 4, b). With increasing current of lamps from 0 to 120 mA, a decrease of the transmission level of the bandwidth at 7.6 GHz from -10 to -50 dB was observed (Fig. 4, b) and it shifts toward high frequency.

The results of calculation of the filter transmission in this case for different values of electron density are presented in fig. 4, c. Calculations were carried out by the code HFSS Ansoft where n_e and v were used as variable input parameters. In this calculation it was supposed that $v = 2.8 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$. As it can be seen, a total suppression and shift of the transmission peak at 7.6 GHz is observed even at the electron density of $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$. This is in accordance with electron density

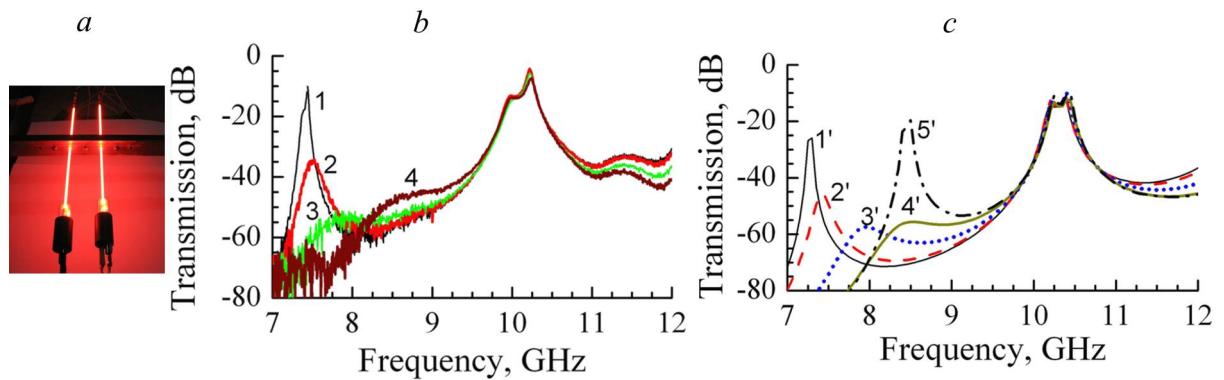


Fig. 4. Photo of waveguide section with 2 lamps and 3 rods (a) and corresponding experimental (b) and calculated (c) transmittance spectra.

1 – 0 mA; 2 – 6.5 mA; 3 – 29 mA; 4 – 85 mA.
 1' – 0 cm⁻³; 2' – 1*10¹² cm⁻³; 3' – 5*10¹² cm⁻³; 4' – 1*10¹³ cm⁻³ $v = 2.8 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$; 5' – 1*10¹³ cm⁻³ $v = 0 \text{ s}^{-1}$.
 at discharge current of ~ 30 mA ($n_e = 6.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) (fig. 3). It should be noted

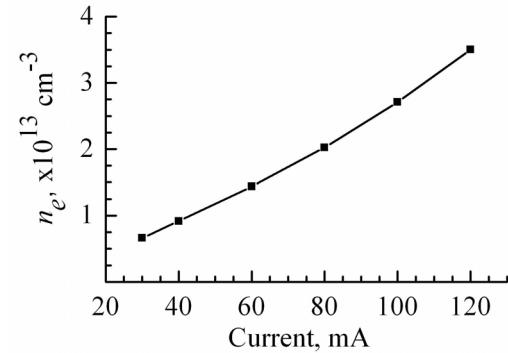


Fig. 3. Electron density in lamp against discharge current.

that position of the shifted peak practically does not depend on the collision frequency. Let's use this fact in order to determine electron density in lamps.

First of all we should calibrate a pass band shift in accordance with change of plasma permittivity. For calibration we used the two alumina rods (4 mm in diameter) with known permittivity $\epsilon = 9$ instead discharge lamp. Corresponding amplitude-frequency characteristics are shown in fig. 2. The increase of changed filter elements permittivity from 1 to 9 ($\Delta\epsilon = 8$) leads to shifts of both the left and right pass bands toward the low frequency at the saving of the central pass band position. Unfortunately, the shift of the left pass band is so large that it is outside of analyzer swath. However we can use the shift of the right pass band ($\Delta f \sim 2200$ MHz) for calibration. It corresponds to $\Delta\epsilon/\Delta f \sim 0.0036$ MHz⁻¹.

As it can be seen in fig 4, b, at discharge current of 30 mA the left pass band frequency shift Δf_{pe} is about 200 MHz and at 85 mA – 900 MHz. Then the plasma permittivity change $\Delta\epsilon_{pe}$ can be defined as the following:

$$\Delta\epsilon_{pe} = (\Delta\epsilon/\Delta f) \times \Delta f_{pe} \times (V_d/V_{pe}), \quad (5)$$

where V_d/V_{pe} is a ratio of the volumes of dielectric and plasma column in waveguide. Thus we obtain $\Delta\epsilon_{pe}(30\text{mA}) = -0.03$ and $\Delta\epsilon_{pe}(85\text{mA}) = -4.5$. It gives according to (1) and without consideration of the collision frequency the electron density of 7.2×10^{11} cm⁻³ and 3.8×10^{12} cm⁻³ at 30 and 85 mA, correspondingly. If we take into account the collision frequency (2.8×10^{10} s⁻¹) according to the HFSS calculation, the electron density magnitudes will be $n_e(30\text{ mA}) = 1.1 \times 10^{13}$ cm⁻³ and $n_e(85\text{ mA}) = 5.7 \times 10^{13}$ cm⁻³.

Thus, the electron density determined using resonance properties of direct coupling waveguide microwave filter of 3-cantimiter wavelength range (EBG-structure) is in good agreement with estimation obtained by using reduced electric field in positive column of discharge lamp. Developed method will be applied in future at the usage of the atmospheric pressure glow discharges as controlling elements of waveguide filters.

Financial support of BRFBR grants (F11F-002, F11M-044) is acknowledged.

References

1. **Lo J., Sokoloff J. et al.**, Applied Physics Letters, 96 (2010) 251501.
2. **Sakai O., Tachibana K.**, Plasma Sources Science and Technology, 21(1) (2012) 013001.
3. **Bankov S.E.** Electromagnetic crystals, Physics-mathematics literature, Moscow (2010) – 352 p.
4. **Arkipenko, V.I. et al.**, Proc. of 8th Int. workshop “SMTW: Sources and Applications”, Nizhny Novgorod, Russia (2011) - 345-346.
5. BOLSIG+ 2005, CPAT <http://www.laplace.univ-tlse.fr/Download/?lang=fr>

DUST PARTICLES DISCHARGING IN RF DUSTY PLASMA AFTERGLOW

I.I. Filatova¹, V.V. Azaronok¹, N.I. Chubrik¹, F.M. Truhachev²

¹B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasti ave. 68, 220072 Minsk, Belarus, filatova@imaph.bas-net.by

² Mogilev State A. Kuleshov University, 220030 Mogilev, Belarus, ftru@rambler.ru

Investigations of dust-particle dynamics in dusty plasma is of great importance for optimization of many industrial technologies related to surface modification, cleaning of plasmachemical devices, separation of macroparticles by size, synthesis of nanoparticles, and creation on nanostructured coatings [1, 2]. In this paper, the decay of dust structures is investigated in the plasma afterglow and the numerical simulations are performed taking into account balance of forces acting on dust particles for estimation of their size and residual charge after the extinction of plasma.

Figure 1 shows a schematic diagram of the setup for investigation of dusty plasma in an RF capacitively coupled discharge. The discharge was excited at a

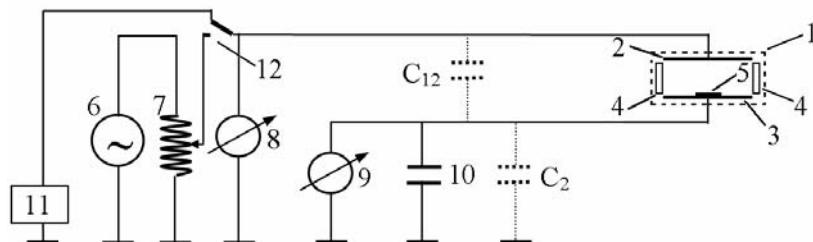


Figure 1 Schematic diagram of the experimental setup: 1—vacuum chamber, 2 – upper electrode, 3– lower electrode, 4– quartz plates, 5– acoustic radiator, 6– RF generator; 7– inductor; 8, 9– voltmeter, 10– coupling capacitor, 11– dc power supply, 12– switch, C_{12} – capacitance between the upper and lower electrodes, and C_2 – capacitance between the lower electrode and the ground

frequency of 5.28 MHz between two 120-mm-diameter cooled copper electrodes separated by a distance of $L = 21$ mm. The plasma-forming gas was ambient air at a pressure of 100 Pa. Under the experimental conditions, the electron density and the electron and ion temperatures were $n_e \sim 10^8$ cm³, $T_e \sim 2$ eV, and $T_i \sim 0.03$ eV, respectively. Polydisperse Al₂O₃ grains with effective dimensions of $r_p \sim 0.1\text{--}20$ μm were injected into the plasma by means of a piezoelectric radiator situated on the lower electrode. In order to reveal the presence of a residual charge on dust grains after the discharge was switched off, a dc voltage of $U_{DC} = 37$ V from stabilized power supply 11 was applied through a switch 12 to the upper electrode instead of the RF voltage. It was assumed that grains

having a negative residual charge would shift toward the upper electrode.

Photographs of grains illuminated by a narrow laser beam ($\lambda = 635$ nm) with a thickness of about 1 mm and height of 20 mm in the plane perpendicular to the electrode surface were taken using a standard video camera with a frame rate of 25 s^{-1} . The velocities of grains were determined from variations in their positions estimated using a series of frames, which reflected the dynamics of grains over a time interval of $\Delta t \sim 0.4$ s after switching-off of the discharge and termination of plasma recombination. The time resolution of the video camera was 40 ms. Video images of particles were analyzed for the determination of velocities of both the dust layers and individual grains.

It was found that the dust structure formed in the discharge plasma consisted of several layers. Dust particles levitated above the lower electrode. We studied the dynamics of the two upper layers (I) and (II) formed at distances of 12 and 9 mm from the lower electrode, respectively, which preserved their structure for about 1 s after the discharge was switched off (Fig. 2).

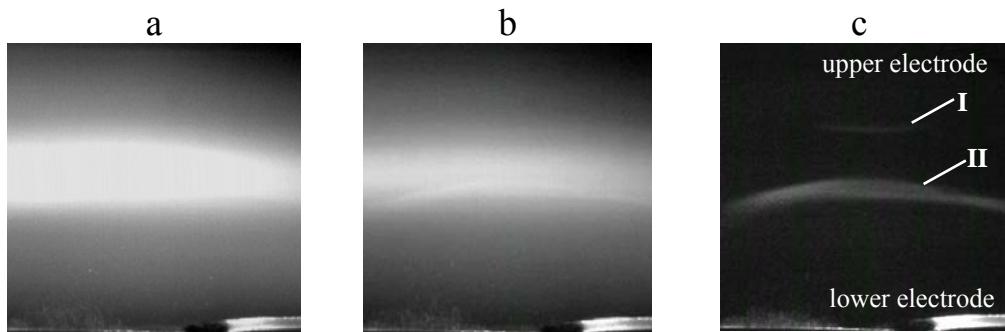


Figure 2 The dust structure formed in plasma (a) and its decay in the afterglow: in 2 ms (b), and 42 ms (c) after the discharge switching-off

It was difficult to resolve individual grains in layer I, because their number density was too high. Hence, the grain dynamics in this layer was estimated by analyzing variations in the position of the upper boundary of the layer. For layer II, we analyzed variations in the positions of both the upper boundary of the layer and individual grains. In the absence of the potential U_{DC} , grains from layers I and II moved downward with steady-state velocities of $v_{pI} \approx 2.2$ mm/s and $v_{pII} \approx 5$ mm/s, respectively. After applying a positive potential U_{DC} , grains from both layers moved upward with the same velocities $v_{IE} = v_{IIE} \approx 2.2$ mm/s.

The size and charge of dust grains were estimated from the balance of forces acting on the grains in the post-discharge phase. It was assumed that the grains were spherical. After the discharge is switched off, the grains are subject to the gravity force F_G and the neutral drag force F_{Np} [1],

$$F_G = \frac{4}{3}\pi r_p^3 \rho g , \quad (1)$$

$$F_{ND} = \frac{8}{3} \sqrt{2\pi} r_p^2 m_n n_n v_{Tn} \left(1 + \frac{\pi}{8} \right) |v_p - v_n|, \quad (2)$$

where r_p is the effective radius of dust grains; ρ is their mass density ($\rho = 2400 \text{ kg/m}^3$ for Al_2O_3); g is the free fall acceleration; m_n is the mass of a buffer gas (air) molecule; n_n is the density of buffer gas molecules; v_{Tn} is their thermal velocity; and v_n and v_p are the drift velocities of the buffer gas and dust grains, respectively. The mean relative molecular mass of air taking into account the percentage of its chemical components was taken equal to 29. In computations, it was assumed that $v_n = 0$. Expression (2) is valid for $K_n \gg 1$, where $K_n = l/r_p$ is the Knudsen parameter and l is the mean free path of neutral gas molecules. Under our experimental conditions, K_n was higher than 100.

The balance of vertical forces acting on grains after the discharge is switched off is described by the equation

$$F_G = F_{Np}. \quad (3)$$

The grain radius r_p was estimated using the following expression resulting from equations (1) – (3):

$$r_p = \frac{2m_n n_n v_{Tn} v_p}{\rho g} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(1 + \frac{\pi}{8} \right), \quad (4)$$

It was found that $r_{pI} \approx 0.1 \mu\text{m}$ and $r_{pII} = 0.25 \mu\text{m}$ for grains from layers I and II, respectively.

After applying a positive potential U_{DC} , in addition to the gravity force and the neutral drag force, the grains were subjected to the electric force F_E ,

$$F_E = QE, \quad (5)$$

where $Q = Ze$ is the dust grain charge, e is the elementary charge, and $E = U_{DC}/L$ is the DC bias. In this case, the balance equation takes the form

$$F_G + F_{Np} = F_E. \quad (6)$$

The residual grain charge Q was estimated by the following formula obtained with allowance for Eqs. (1), (2), (5), and (6):

$$Q = \frac{4\pi r_p^2}{3E} \left(r_p \rho g + 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} m_n n_n v_{Tn} v_p \left(1 + \frac{\pi}{8} \right) \right). \quad (7)$$

The values of Q for grains from layers I and II were found to be $Q_I = -1e$ and $Q_{II} = -8e$, respectively. This result agrees well with the results obtained in [3, 4].

In the absence of data on the buffer gas, the model allows to find how the grain size is related to the grain charge, provided that the dynamics of grains in both the presence and absence of an external electric field are known. We obtained such a relationship for grains from layer II. It was assumed that the residual charge varied from one elementary charge to several tens of elementary

charges [3, 4].

It was obtained the following relationship for grains from layer I taking into account:

$$|v_{pII}| = 2.3 |v_{pIIE}|. \quad (8)$$

According to expression (2), the same relationship holds for the neutral drug forces F_{Np} in formulas (3) and (6), which describe the balance of forces acted on dust grains in the absence and presence of the DC bias, respectively. Then, Eq. (6) can be written in the form $1.4 \cdot F_G = F_E$. With allowance for expressions (1) and (5), the grain radius r_{pII} as a function of the residual grain charge Z can be represented as follows:

$$r_{pII} = (3ZeE / 5.8\pi\rho g)^{1/3}. \quad (9)$$

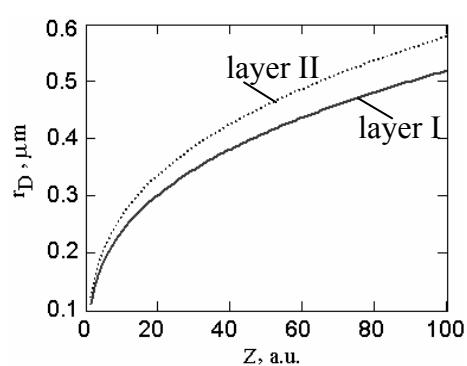


Figure 3 Radius of grains in dependence on the residual charge

The dust particle radius as a function of the residual charge is represented in Fig.3. The radii of grains with charges from $-1e$ до $-10e$ lie in the range $0.1 - 0.25$ μm , which agrees with experimentally measured values of r_p .

Conclusions

It is found that, after the RF power is switched off, dust grains with radii of $r_p = 0.1 - 0.25$ μm preserve a residual negative charge which value can vary in the range from $-1e$ to $-10e$, depending on the grain size. The property of dust grains to preserve their electric charge in

the afterglow plasma offers new opportunities for the development of new nanotechnologies based on the possibility to control the motion of nanosized grains in the post-discharge phase by applying an external electric field.

References

1. **Bouchoule A.** Dusty Plasmas: Physics, Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing. New York: John Wiley, 1999.
2. **Stoffels E., Stoffels W. W., Kersten H. et al.** // Phys. Scr. 2001. V. T89. P. 168.
3. **Ivlev A. V., Kretschmer M., Zuzic M. et al.** // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 055003.
4. **Couëdel L., Mikikian M., Boufendi L., Samarian A.A.** // Phys. Rev. 2006. V. E 74, P. 026403.

MOBILE PLASMA SYSTEMS. VARIANTS OF CONSTRUCTIONS, OPERATION AND COMPARATIVE ANALYSIS

**A. Mosse¹, G. Savchenko², A. Karengin³, V. Vlasov³, V. Sauchyn¹,
A. Levashov³**

¹Arc Plasma Department, A.V. Lykov Institute of Heat and Mass Transfer of the NAS of Belarus, Brouka st. 15, 220072 Minsk, Belarus, mosse@itmo.by, v.sauchyn@gmail.com

²TechEcoPlasma ltd., Bahrushina str. 15-1, 115054 Moscow, Russia, geos2@rambler.ru

³Tomsk Polytechnic University, Lenin ave.30, 634050 Tomsk, Russia

Накопление отходов и необходимость их переработки в определенной степени периодический процесс. Особенно это относится к малым и средним предприятиям, для которых создание собственных устройств, для переработки отходов экономически не целесообразно. Решение проблемы возможно путем сбора и транспортировки в пункты централизованной переработки; созданием мини – установок на конкретном предприятии; создание собственных мобильных систем или использование их на условиях аренды.

Мобильность конструкции установки (компоновка установки в цельнометаллическом контейнере - реакторный модуль, газоочистка, модули систем обеспечения и дополнительные устройства), обеспечивает удобство транспортировки, минимум монтажных работ на месте, возможность гибкой коррекции технологических параметров установки (с минимальными затратами на адаптацию установки к условиям конкретного предприятия - по составу и объему перерабатываемых отходов и т.п.). В основу работы мобильных систем заложен принцип максимальной автономности их работы. Работоспособность установок обеспечивается как от источников постоянного энергоснабжения - сети переменного тока, так и от автономных источников, в качестве которых могут использоваться серийно выпускаемые дизель-генераторы. Газоснабжение установки воздухом обеспечивается работой собственного компрессора и воздуходувки. Система охлаждения обеспечивается работой водяного насоса, бака и теплообменника.

Фирмой E.S.T. Ltd, при участии Plasmactor Co. Ltd, введена в эксплуатацию опытно-промышленная плазменная установка по утилизации токсичных химических отходов. Монтаж установки выполнен в 20-и футовом транспортируемом автомобильном контейнере. Установка предназначена для переработки широкого спектра органических и неорганических отходов, легко адаптируется к переработке различных видов отходов. Основными преимуществами данной системы являются ее мобильность, проста и безопасность при сборке и эксплуатации,

незначительные эксплуатационные расходы. Второй вариант установки выполнен в виде отдельного плазменного модуля, а для очистки отходящих газов, используются системы, существующие на конкретном предприятии. В промышленном масштабе на различных предприятиях химической промышленности уже в течение нескольких лет эти установки используются для реализации процессов переработки хлористого метилена (CH_2Cl_2), метилхлорида (CH_3Cl), BU heavies (отходы химического производства), Rimon heavies (отходы химического производства) и других отходов.

Томский политехнический университет (г. Томск, РФ) предлагает утилизацию и обезвреживание жидких органических отходов (ЖОО) осуществлять в условиях неравновесной каталитически активной воздушной плазмы электрических разрядов, в виде диспергированных горючих водо-топливных композиций при рабочих температурах горения не менее 1200°C , чтобы не допустить образования различных вредных и токсичных органических загрязняющих веществ (ЗВ).

Технологический процесс реализован в установке плазмо-кatalитической утилизации нефтяных шламов, и может быть использован для переработки и обезвреживания различных ЖОО. В общем случае установка представляет собой функциональное объединение двух блоков: генераторный блок (высокочастотный генератор плазмы) и технологический блок.

Для реализации программы «Создание предприятия по изготовлению плазмотромических комплексов (стационарных и мобильных), предназначенных для уничтожения опасных токсичных отходов», компанией «ТехЭкоПлазма» (Москва, РФ) выполнена работа по проектированию и изготовлению опытного образца мобильной плазменной установки для переработки токсичных отходов - МПУ-01/50. Мощность установки 50 кВт, производительность по перерабатываемым отходам до 50 кг/час. Установка предназначена для переработки газообразных и жидких отходов различного происхождения (токсичные галогеносодержащие отходы, пестициды с истекшим сроком годности, стойкие органические загрязнители (СОЗ), реакционные массы, образующиеся при уничтожении конверсионных отходов и др.). Технология переработки отходов с использованием мобильной установки заключается в их термической деструкции низкотемпературной плазмой (нейтральной, окислительной, восстановительной) при значениях среднемассовых температур - $1500\div1700^{\circ}\text{K}$, последующей закалкой продуктов разложения воздухом или водой, охлаждении, очистке отходящих газов и последующей утилизацией продуктов очистки. Установка прошла испытания с использованием имитационных составов содержащих химические элементы, аналогичных составу фосфор-

хлорорганических пестицидов. Результаты испытаний показали соответствие установки экологическим нормативам.

На установку получены: разрешение Ростехнадзора на применение установки на опасном производственном объекте, санитарно-эпидемиологическое заключение на технические условия, заключение промышленной безопасности, разрешение Ростехнадзора на применение установки на химически и взрывоопасных промышленных объектах.

Последующая модификация установки – модуль детоксикации – контейнер ДТ на автомобиле КАМАЗ-6350, для токсичных жидких и твёрдых отходов, в составе подразделения мобильных установок для ликвидации чрезвычайных ситуаций. Детоксикация твёрдых и жидкых отходов также производится термическим методом, когда источником энергии являются плазмотроны, создающие температуры, при которых токсичные составляющие отходов разлагаются до безвредных газообразных веществ. Мощность и производительность установки МЧС-ДТ такая же, как у МПУ-01/50. Процесс плазмотермической детоксикации происходит в реакторе, состоящем из трёх последовательных камер. Первая камера предназначена для первичной термической обработки отходов. Твёрдые отходы подаются на под камеры, который покрыт газопроницаемым слоем битых оgneупоров. Через слой проникает горячий воздух, нагретый плазмотроном. Влага отходов испаряется, органическая часть сгорает, минеральная часть в виде мелких фракций уносится с продуктами горения. Минеральный остаток на полу камеры удаляется вручную при завершении процесса. Жидкие отходы подаются форсункой в объём первой камеры. Влага испаряется, а органическая часть частично сгорает, а частично поступает во вторую камеру дожигания, в которой установлен второй плазмотрон. Поскольку в газообразных продуктах отходов могут содержаться газообразные кислоты и токсичные окислы, во вторую камеру форсункой подаётся раствор щёлочи для нейтрализации этих веществ и получения нетоксичных солей.

Высокотемпературные дымовые газы охлаждаются воздухом в третьей камере реактора до температуры 80÷90°C и попадают в вытяжной вентилятор. Так как разбавление газов осуществляется воздухом в пропорции 1:10, смесь представляет собой практически окислитель с содержанием кислорода 19-20% - поэтому примерно 10% смеси возвращаются в процесс в виде окислителя органики. Остальное через систему газоочистки выбрасывается в атмосферу.

Выполнен сравнительный анализ разработанных и изготовленных мобильных плазменных устройств, предназначенных для переработки и уничтожения токсичных отходов различного происхождения. Сделаны рекомендации и заключения о целесообразности их использования.

MOBILE LASER SPECTROCHEMICAL ANALYSERS

V. Kabanov, M. Belkov, S. Raikov, V. Kiris

B.I. Stepanov Institute of Physics of the NAS of Belarus, Nezalezhnasti ave. 68, 220072
Minsk, Belarus, raikov@imaph.bas.net.by

Mobile laser systems of express examination of chemical composition of any solid-state materials without preliminary sampling and chemical processing are developed and created at carrying out measurements with departure to the place of examination that is especially important in the analysis of the objects which are not subject to transportation, in particular, at implementation of antiterrorist activity, at the current inspection of constructions and designs, environmental monitoring in zones of the increased risk, an attribution of unique historical and art values with high insurance cost etc.

The system of a model of 2011 has functional advantages before foreign mobile analogs (prototypes): a double pulse mode of an ablation (growth of level of a useful signal on one-two order) and the raised power (possibility of the analysis of any solid-state materials).

All systems are executed by a modular principle that gives possibility of dismantling, transportation, assembling and operation by one operator.

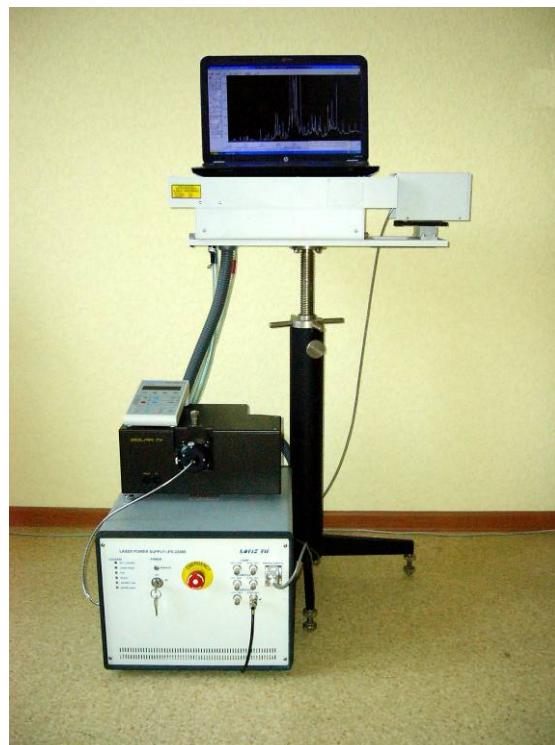


Fig 1. The system of a model of 2011.

The main technical characteristics of a model of 2011 are given below.

YAG:Nd laser: flash lamp pumping; a double pulse mode of generation; 1.06 microns; energy of each pulse up to 100 mJ; duration of a pulse on a half-height of 10-12 ns; frequency of repetition up to 10 Hz; stability on energy of 2 %; delay time between pulses of 0-80 microsec.

Polychromator: Cherny-Turner optical scheme; focal length of 200 mm; relative aperture of 1:3.6; four diffraction gratings, diffused light of 7×10^{-5} ; automatic adjustment of a spectral range, choice of a diffraction grating; maximum speed of drives of 10000 steps/second; reciprocal linear dispersion of 4.12 nm/mm (for 1200 grooves/mm); spectral range of 200-1000 nm; reproducibility of installation of wavelength of 0.036 nm; step of a wavelength tuning 0.012 nm.

OMA is on the basis of a linear CCD with 3648 photosensitive pixels with the sizes of 8x200 microns. The range of spectral sensitivity on minimum level of 0.1 is of 200-1060 nm.

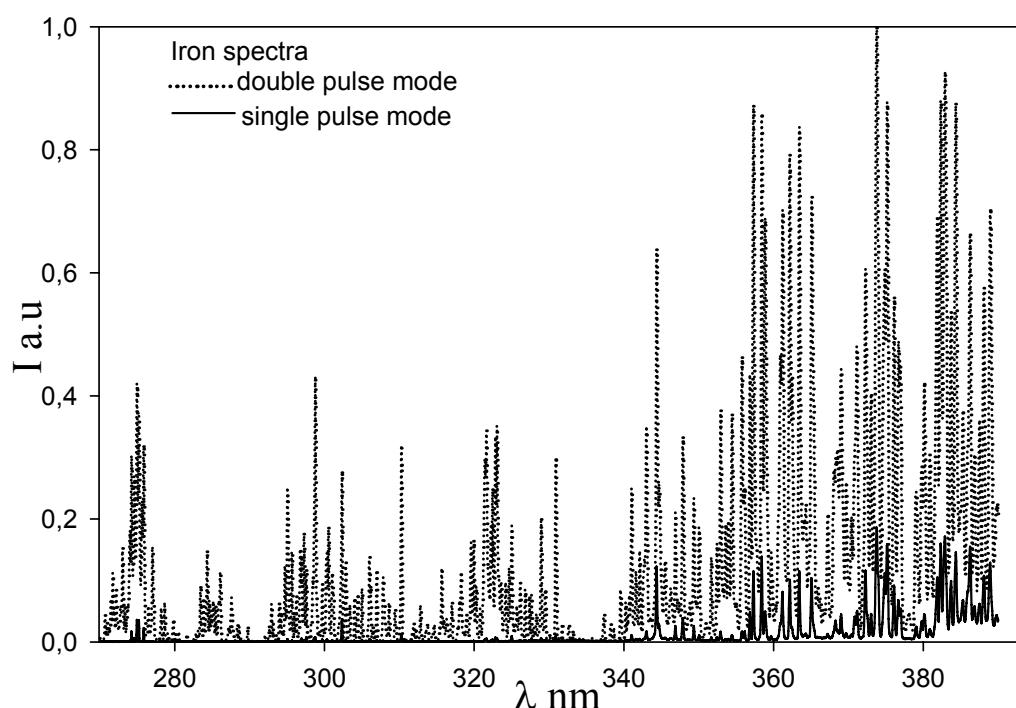


Fig 2. Iron spectra in two modes of ablation.

Established equipment and techniques have been tested successfully in stationary and field conditions, in particular, at emergency constructions and buildings, in national museums of Belarus, including the well known Polotsk and Nesvij.



Fig 3. The examination of corrosionless metal in the aquapark.

At present, the development of the most compact system of a model of 2012 with a diode-pumped laser active medium and double pulse mode of generation is finishing.



MOBILE LASER SPECTROMETER

APPLICATIONS:

Metals
Minerals
Cement
Pharmaceuticals
Cultural Heritage

Coatings
Soil
Plants and Biological
Food Stuff
Explosives

ADVANTAGE:

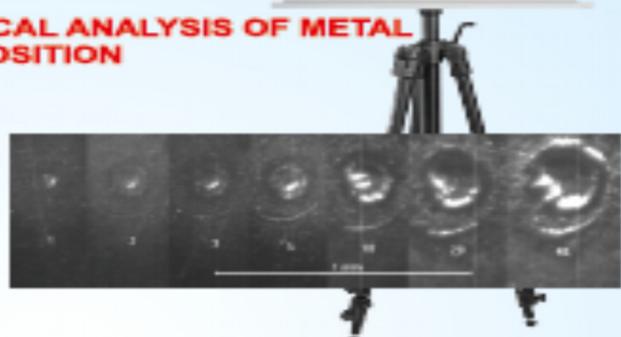
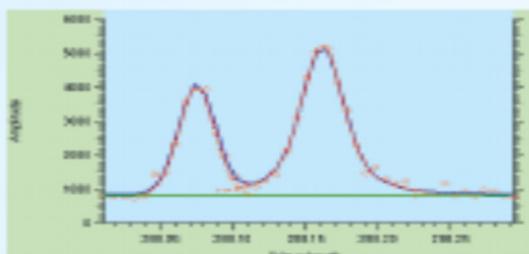
Laser-induced breakdown spectroscopy (LIBS) is a simple, rapid, real-time analytical technique.

SPECIFICATIONS:

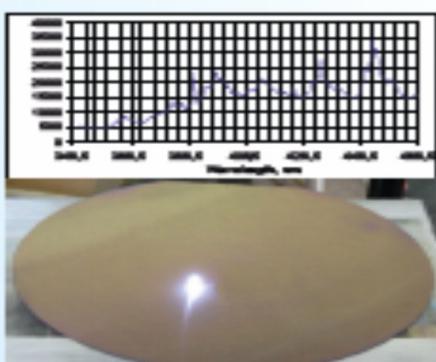
Laser: Nd:YAG, 1064 nm, double pulse, 100 mJ/pulse;
Optical: 0.38 m Czerny-Turner;
Spectrograph: 190 – 950 nm wavelength range
Detector: Linear CCD, 3648 pixels
PC Control: USB, plug and play operation, Windows



LASER SPECTROCHEMICAL ANALYSIS OF METAL COMPOSITION



LASER SPECTROCHEMICAL ANALYSIS OF INDUSTRIAL OBJECTS



Laser spectrochemical microanalysis of a surface of silicon plate



Laser spectrochemical analysis of reinforced concrete in buildings

LASER EXAMINATION AND CLEANING OF HISTORICAL AND ARTISTIC VALUES



Examined by laser microanalysis of aged bronze crosses worn next to the skin.



Laser spectrochemical microanalysis of historical gold and silver artifacts

AUTHOR INDEX

Ananin S.I.	17	Gadzhieva G.	60
Andreev M.A	122	Gaković B.	13, 79
Antonov Y.V.	126	Goncharik S.V.	60
Arkhipenko V.I.	33	Goncharov V.K.	25, 68,
Astashynski V.M.	17, 122		106, 110
Astashynski V.V.	168	Guo Z.X.	48
Azharonok V.V.	60, 176	Gusakov G.A.	106
Baran L.V.	106, 133	Hodasevich I.A.	133
Belkov M.	183	Hryshyn S.A.	126
Bosak N.A.	48, 129, 133, 145	Hu J.D.	48
Boskovic S.	160	Ivanou I.A.	157
Butsen A.V.	41, 149	Ivanov A.Yu.	94, 98
Burakov V.S.	41	Ivković S.S.	164
Buzun A.A.	25	Jaworska L.	160
Bychkou P.V.	25	Jelenković B.	79
Byk A.P.	25	Kabanov V.	183
Callegari Th.	172	Karengin A.	180
Catsalap K.Yu.	83, 87	Karoza A.G.	33
Černák M.	64	Kirillov A.A.	33, 52
Chekan P.V.	137	Kiris V.V.	41, 183
Chernyak V.	56	Klimczyk P.	160
Chubrik N.I.	102, 176	Kozadaev K.V.	68, 110
Chumakov A.N.	48, 114, 129, 133, 137, 141, 145	Kostić M.	64
Chuprasov V.V.	91	Kovačević V.	45
Ciganovic J.	21	Kravtsevich I.I.	25
Cvetanović N.	29, 164	Krutilina E.A.	48
Dlugunovich V.A.	153	Kuchinsky P.V.	25
Dojčinović B.	45, 64	Kuraica M.M.	29, 45, 64, 164
Dojčinović I.P.	37, 71	Kuzmanovic M.	21
Dudchik N.V.	52	Kuzmitski A.M.	122
Ershov-Pavlov E.A.	83, 87	Levashov A.	180
Filatova I.I.	60, 176	Lo J.	172

Makei A.M.	160	Savchenko G.	180
Matovic B.	160	Savovic J.	21
Mihailescu I.	13	Scums D.V.	153
Momcilovic M.	21	Shchegrykovich D.V.	68, 110
Mosse A.	180	Shereshovets N.N.	133
Nedolugov V.I.	94	Shkurko V.V.	137
Nevar A.A.	149	Sikolenko A.E.	25
Nezhvinskaya O.E.	52	Simonchik L.V.	33, 52, 172
Nikanenka S.V.	153	Smyaglikov I.P.	102
Nikonchuk I.S.	48, 114	Sokoloff J.	172
Nasonov V.I.	118	Stanchits L.K.	83, 87
Niss V.S.	160	Stankevich Yu.A.	87, 91
Obradović B.M.	29, 45, 64, 164	Stašić J.	13
Panina A.V.	145	Stepanov K.L.	83, 87
Panjan P.	13	Stratakis E.	79
Peruško D.	79	Sudnik L.V.	160
Petrović S.	13, 79	Tapalaga I.	37, 71
Petrenko A.M.	129, 137	Tarasenko N.V.	41, 149
Petsiuk A.L.	126	Tarasova O.B.	153
Petukhou Yu.A.	122	Tret'yak M.S.	91
Prysiazhnevych I.	56	Trtica M.	13, 21, 79
Pustovalov V.K.	141	Truhachev F.M.	176
Purić J.	37, 45, 71	Uglov V.V.	48, 122
Puzyrou M.V.	106	Urbanovich V.S.	160
Radak B.	13	Usachonak M.S.	172
Radić N.	64	Vasiliev S.V.	94, 98
Radu C.	13	Verenich P.I.	48
Raikov S.	183	Vlasov V.	180
Rankovic D.	21	Yagodnikov D.A.	126
Roglić G.	45	Yukhymenko V.	56
Rumyantseva I.N.	168	Zamfirescu M.	13
Safronau Y.A.	52	Zamkovets A.D.	133
Samtsov M.P.	106	Zgirouski S.M.	33
Sari A.H.	122	Zhukovsky A.G.	60
Sauchyn V.	180	Zhuravleva V.I.	75

Научное издание

**ТРУДЫ IX БЕЛОРУССКО-СЕРБСКОГО СИМПОЗИУМА
"ФИЗИКА И ДИАГНОСТИКА ЛАБОРАТОРНОЙ И
АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ" (ФДП-9)**

Минск, 16–21 сентября 2012 г.

**Материалы опубликованы в виде,
представленном авторами - участниками Симпозиума**

Подписано в печать 05.09.2012 г. Формат 70x100 1/16.

Бумага офсетная. Гарнитура «Times New Roman»

Печать цифровая. Усл. печ. л. 15,4. Уч.-изд. л. 14,8.

Тираж 80 экз. Зак. 49.

ООО «Ковчег»

Лицензия ЛИ №02330/0548599 от 09.07.2009 г.

пр. Независимости, 68-19, 220072, г. Минск