

ПУБЛИКАЦИЈЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ
PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE

Св. 68

№. 68

PROCEEDINGS OF THE
3rd BELARUSSIAN-YUGOSLAV SYMPOSIUM ON
PHYSICS AND DIAGNOSTICS OF LABORATORY AND
ASTROPHYSICAL PLASMA

(PDP-III'2000)

September 17 - 21, 2000, Minsk, Belarus

Edited by V.S. Burakov and M.S. Dimitrijević



БЕОГРАД
2000

PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE

FOUNDED IN 1947

EDITORIAL BOARD:

Dr Milan S. DIMITRIJEVIĆ, Editor-in-chief (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Luka Č. POPOVIĆ, Editor (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Olga ATANACKOVIĆ-VUKMANOVIĆ (Faculty of Mathematics, Belgrade)

Dr Gojko DJURAŠEVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Slobodan JANKOV (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Andrea MILANI (Università di Pisa, Pisa)

Dr Jelena MILOGRADOV-TURIN (Faculty of Mathematics, Belgrade)

Dr Slobodan NINKOVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Georgije POPOVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Sylvie SAHAL-BRÉCHOT (Observatoire de Paris, Paris)

Dr Ištvan VINCE (Astronomical Observatory, Belgrade)

Reviser: Dr Ljubiša MITIĆ

Published and copyright © by Astronomical Observatory, Volgina 7, 11000 Belgrade, Yugoslavia

Director of the Astronomical Observatory: Dr Milan S. Dimitrijević

Internet address <http://www.aob.bg.ac.yu>

The publication of this issue is financially supported by the Ministry of Sciences and Technology of Serbia and by the Federal Ministry of Development, Science and Environmental Protection.

Number of copies / тираж : 500

Production: Banjac Grafika, Požarevačka 25, 11000 Belgrade, Yugoslavia

Honour Committee

Chairman: Academician *A.P. Voitovich* (President of National Academy of Sciences of Belarus)

Academician *V.S. Burakov* (Institute of Molecular and Atomic Physics)

Academician *A.F. Chernyavskii* (Director of the A.N. Sevchenko Scientific-Research Institute for Applied Physical Problems)

M.S. Dimitirjević (Director of Belgrade Astronomical Observatory)

S.V. Gaponenko (Acting Director of Institute of Molecular and Atomic Physics)

Professor *V.A. Kozulin* (Rector of Belarusian State University)

Academician *O.G. Martynenko* (Director of the Academy's Scientific Complex "Institute of Heat and Mass Transfer")

Professor *L.Ya. Minko* (Institute of Molecular and Atomic Physics)

V.I. Nedilko (Deputy Chairman of State Committee on Science and Technology of Belarus)

N. Pejaković (Ambassador of Yugoslavia in Belrus)

Professor *J. Purić* (Rector of Belgrade University)

Professor *V.I. Strazhev* (Minister of Education and Science of Belrus)

Programme Scientific Committee

Chairman: V.S. Burakov (Belarus)

Chairman: M.S. Dimitrijević (Yugoslavia)

Vice-Chairman: V.I. Arkhipenko (Belarus)

Vice-Chairman: J. Purić (Yugoslavia)

Scientific Secretary: A.N. Chumakov (Belarus)

L.Y. Minko (Belarus), M. Ćuk (Yugoslavia), S.V. Gaponenko (Belarus),
V.K. Goncharov (Belarus), S. Djurović (Yugoslavia),
N. Konjević (Yugoslavia), O.P. Kuznechik (Belarus),
T. Nenadović (Yugoslavia), L.Č. Popović (Yugoslavia),
G.S. Romanov (Belarus), V.D. Shimanovich (Belarus)

Local Committee

Chairman: V.I. Arkhipenko

Vice-Chairman: A.N. Chumakov

Secretary: V.A. Pisarev

V.M. Astashynski, E.A. Kostukevich, V.I. Nasonov, I.I. Filatova,
M.V. Puzyrev, G.V. Miloshevskii

**III BELARUSSIAN-YUGOSLAV SYMPOSIUM ON
PHYSICS AND DIAGNOSTICS OF LABORATORY
AND ASTROPHYSICAL PLASMAS**

(PDP-III'2000)



September 17-21, 2000, Minsk, Belarus

Symposium is organized by

National Academy of Science of Belarus
State Committee on Science and Technology of Belarus
Ministry of Education and Science of Belarus
Institute of Molecular and Atomic Physics
Academy's Scientific Complex "Institute of Heat and Mass Transfer"
A.N. Sevchenko Scientific-Research Institute of Applied Physical Problems

CONTENTS

Azharonok V.V., Mosse A.L., Shimanovich V.D. <i>Plasma Methods for Technology processing of Toxical Industrial Wastes</i>	5
Ананин С.И., Асташинский В.М. <i>Расчет параметров плазмы компрессионного потока в эрозионной плазмодинамической системе</i>	13
Arkhipenko V.I., Simonchik L.V. <i>The Hydrogen and Helium Lines Broadening in the Glow Discharge at Atmospheric Pressure</i>	17
Асташинский В.М., Минько Л.Я., Кураица М.М., Чук М., Пурич Я. <i>О состоянии плазмы компрессионного потока в магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии</i>	19
Borovik F.N., Gurskiy L.I., Romanov G.S. <i>On the Applicability of the Spherical Cellular Model for the Analysis of Zero Isotherms of Highly Compressed Plasma</i>	23
Burakov V.S., Tarsenko N.V., Savastenko N.A. <i>Chemical Reactions in Laser Produced Plasma</i>	27
Бурмаков А.П., Коротков К.В., Черный В.Е. <i>Спектроскопия плазмы магнетронного разряда</i>	29
Васильев С.В., Иванов А.Ю., Лиопо В.А., Недолугов В.И. <i>Особенности модификации структуры полиметилметакрилата при некоторых режимах воздействия на него мощного лазерного излучения</i>	33
Васильев С.В., Иванов А.Ю., Недолугов В.И., Серебряков Н.Н. <i>Особенности развития лазерной плазмы во внешнем электрическом поле</i>	37
Vujičić B., Krstić S., Maksimović R. <i>The Stark Width of the He II Paschen - α Line</i>	41
Gaković B., Trtica M., Nenadović T., Petrović S., Dramićanin M. <i>Laser Interaction With Protective Coatings</i>	45
Gemišić M.R., Obradović B.M., Dojčinović I.P., Kuraica M.M., Purić J., Konjević N. <i>Spectra of the Grimm Type Glow Discharge in the Vicinity of Hydrogen L_{α} Line</i>	49
Гончаров В.К. <i>Приповерхностные явления в эрозионных лазерных факелах</i>	53
Гончаров В.К., Деменщенко А.Н., Пузырев М.В. <i>Получение, характеристики и применение алмазоподобных пленок, осаждаемых на подложки посредством воздействия импульсного лазерного излучения на графитовую мишень</i>	55
Гончаров В.К., Загорский А.В., Пузырев М.В., Чернявский А.Ф. <i>Смена механизмов образования жидкокапельных частиц в эрозионных лазерных факелах при изменении размеров пятен облучения</i>	59

Dimitrijević M.S.	
<i>Modified Semiempirical Method 1980-2000</i>	63
Дойчинович И.П., Гемишич М.Р., Обрадович Б.М., Асташинский В.М., Минько Л.Я., Чук М., Кураица М.М., Пурич Я.	
<i>Исследование на проекте Б.Ю.-1, 2</i>	67
Дойчинович И.П., Гемишич М.Р., Обрадович Б.М., Кураица М.М., Асташинский В.М., Пурич Я.	
<i>Исследование параметров плазмы в магнитоплазменном компрессоре</i>	69
Дойчинович И.П., Гемишич М.Р., Обрадович Б.М., Кураица М.М., Асташинский В.М., Пурич Я.	
<i>Эффект послесвечения в плазме полученной в магнитоплазменном компрессоре</i>	73
Djeniže S.	
<i>Measured, Calculated and Estimated Stark Widths of Several Ar III Spectar Lines</i>	77
Djeniže S., Bukvić S.	
<i>Transition Probabilities in the 4s-4p Transition in Ar IV Spectrum</i>	81
Djeniže S., Milosavljević V.	
<i>Experimental Stark Widths in the Ne II Spectrum</i>	87
Ershov-Pavlov E.	
<i>Local Plasma Diagnostics Using Total Emission Spectra</i>	91
Ефремов В.В., Минько Л.Я., Чумаков А.Н.	
<i>Распределение в плоскости мишени излучения лазерной плазмы и рассеянного лазерного излучения</i>	93
Згировский С.М., Кириллов А.А., Суходолов Д.В.	
<i>Измерение температуры газа в тлеющем разряде атмосферного давления по спектру излучения переходной отрицательной системы азота</i>	97
Jovičević S., Ivković M., Pavlović Z., Konjević N.	
<i>Rotational Temperatures at Atmospheric Pressure of Microwave Induced Plasma</i>	101
Костюкевич Е.А.	
<i>Теневая диагностика плазменных потоков в электроразрядных компрессионно-ускорительных системах</i>	105
Kuznechik O.P., Gorenkov V.N., Kuznechik O.O.	
<i>Infrared Complex</i>	109
Кузнечик О.П., Горенков В.Н., Кузнечик О.О.	
<i>Модель яркости ночного безоблачного неба</i>	113
Milovanović N., Popović L.Č., Dimitrijević M.S.	
<i>Creation of Database for Stark Broadening Parameters at Belgrade Astronomical Observatory</i>	117
Milosavljević V., Dimitrijević M.S., Djeniže S., Popović L.Č.	
<i>The Kr II Spectral Lines Stark Widths</i>	119
Минько Л.Я. Насонов В.И.	
<i>Отражение лазерного излучения в условиях образования плазменного факела с конденсированной фазой</i>	125
Nikolić D., Djurović S., Mijatović Z., Kobilarov R., Konjević N.	
<i>Determination of Ion-Broadening Parameter for C I 505.2 nm and Ar I 419.8 nm Lines</i>	129

Nikolić D., Djurović S., Mijatović Z., Kobilarov R., Konjević N. <i>On Modeling of the Spectral Line Shape of Heavy Neutral Non-Hydrogen Emitters</i>	133
Obradović B.M., Gemišić M.R., Dojčinović I.P., Kuraica M.M., Purić J., Konjević N. <i>Spherical Strata in Glow Discharge</i>	135
Орлов Л.Н., Гайко О.Л., Невдах В.В., Некрашевич Я.И. <i>Устойчивость и однородность разряда при комбинированном возбуждении</i>	139
Savić I., Djurović S., Vujičić B., Kobilarov R. <i>Determination of the Balmer H_{β} Line Asymmetry Parameter</i>	143
Shimanovich V.D., Smyaglikov I.P., Zolotovskiy A.I., Pankovets S.M. <i>Arc Installation for Spectroscopic Study and Production of Low-Dimensional Carbon Structures</i>	147
Shimanovich V.D., Smyaglikov I.P., Zolotovskiy A.I., Pankovets S.M., Chubrik N.I., Goncharik S.V. <i>Structure of the Carbon Arc at Lowered Pressure</i>	151
Srećković A., Drinčić V., Djeniže S. <i>Stark Widths in the C II $3s^2S - 3p^2P^o$ Transition</i>	155
Чумаков А.Н., Балашенко А.В., Босак Н.А., Архипенко В.И., Згировский С.М. <i>Исследование излучения лазерно-электроразрядного источника плазмы</i>	159
<i>Authors Index</i>	163

PLASMA METHODS FOR TECHNOLOGY PROCESSING OF TOXICAL INDUSTRIAL WASTES.

V.V. AZHARONOK¹, A.L. MOSSE², V.D. SHIMANOVICH¹

¹*Institute of Molecular and Atomic Physics of National Academy of Sciences of Belarus, Skaryna Av., 70, Minsk, 220072, Belarus. E-mail: lphpp@imaph.bas-net.by*

²*Heat and Mass Transfer Institute of National Academy of Sciences of Belarus, 15 P. Brovka Str., Minsk, 220072, Belarus E-mail: mosse@ptlab.itmo.by*

Abstract. Experimental study of thermal neutralization of some toxic chlorine and bromine industrial wastes, as well as of pesticides with a expired term of validity was carried out in the three-jet plasma reactor. Different physical-chemical methods were used for analysis of products of waste processing. It was shown that plasma technology provides effective processing of toxic wastes.

1. INTRODUCTION.

Alternative to conventional low-temperature methods of toxic wastes incineration is their destruction in thermal plasma, which takes place at high temperature. Using arc and other plasmas delivering temperature of the order of 5000 K makes possible to break down organic and nonorganic compounds in plasma is highly effective even without oxygen. The other merit is possibility of good mixing in plasmochemical reactor, this is the important factor of wastes thermal processing. This process can be realized in the multi-jet plasma reactor which provides good mixing of plasma with treated wastes [1,2]. The plasma reactor including three-jet mixing chamber with attached three plasma torches. The installation contains a system of raw material supply into the plasma reactor. A system of stub tube, vacuum pump and a set of evacuated flasks was used to extract exhaust gas for analysis. There were also units for power and water supply, for arc ignition and for control system of work parameters of the installation. The system works on the following principle: interaction between three intakes plasma jets and wastes produces in the mixing chamber a certain heterophase flow which then forms the reaction zone over the whole length of the reactor dust. The physical-chemical processes of wastes thermal destruction take course just in this reactor and separation of the power products takes place then in a hopper whereas gases are conveyed into special filter to remove ultradispersed fractions. Gases pass then through a lye scrubber and are exhausted into atmosphere by a fan.

2. PROCESSING AND DESTRUCTION OF CHLOROORGANIC WASTES [3].

Decomposition (destruction) products of the real withdrawals were analyzed. The withdrawals were the mixture of the following products; trichloroethylene – 80%, nitrotoluene – 17%, nitrobenzoalcohol – 1,1%, nitrobenzoaldehyde – 1,1%, carbon tetrachloride – 0,8%. Toxic connections were not established in the composition of exiting products.

All experimental investigations were made with a constant waste feed of 3,6 kg/h. The variation of the plasma air supply was connected with a corresponding change of the

carbon-oxygen-ratio in the plasma reactor. On the other side the increase of the plasma generator. Due to the realized air supply the waste conversion was happen in all cases in a reduction atmosphere. In agreement with the calculation of the thermodynamic equilibrium the analysis of the gas phase shows a complete conversion of the organic substance into carbon monoxide and hydrogen respectively carbondioxide and stream. Each sample contained hydrogen chloride and hydrogen sulfide in small concentrations. Free chlorine was not be detected. The gaseous phase was analysed by means of gas chromatography and the mass-spectrometer MAT 311 Varian.

In some cases the product gas contained a insignificant amount of soot which points out that locally a pyrolysis regime took place. The formation of soot could be stopped by supply secondary air at the end of the reactor. In all experiments in gas phase a small concentration of nitrogen oxides was found, although in the thermodynamic calculations it occurred only in oxygenous atmosphere. This fact may be connected with the formation of the oxides in the plasma jet and the short reaction time prevented the decomposition.

3. PROCESSING AND DESTRUCTION OF BROMINE CONTAINING WASTE [4].

Study was done with the solid free-flowing wastes containing bromide phenols with different proportions. Elemental analysis of the wastes was made by different methods before experiments. The average results obtained by different methods are: C=30,03%; H₂=4,31%; Br=50,32%; N₂=0,51%; S=0,08%; O₂=14,75%. The previous thermal analysis was also used for bromide-phenol wastes which seeked for content of water and mineral impurities.

Water solution of 2,5% bromine mass was prepared for the first run of bromine wastes. It was expedient for the sake of monitoring disperse solution feed into the plasma heat medium at the high concentration of material. The run of experiments with this solution was carried out at variation of power and material feeding rate. Consumed electric power ranged over 95-120 kW. plasmaforming gas flow rate accounted for 4,7 g/s, and material supply varied from 1,0 to 15,5 g/s. The degree of decomposition amended to 100% for all experiments of the run. Chemical analysis of exhausting gases for content of bromine and toxic components was made after every experiment. No toxic dioxin and oxide was detected.

Possibility to increase the efficiency of the process at the expense of the solution doping was investigated at the second run of experiments. Three experiment, with the 75% solution of wastes in a polar organic solvent were made for processing optimization. At this run, electric power varied from 80 to 110 kW, material rate ranged over 5,6-12,5 g/s and flow rate of the working gas was taken at the constant level 6,0 g/s. The complete decomposition was observeth maximal material rate, but the incineration was incomplete and a lot of unoxidizedcarbon was settled out in the water-alkaline scrubber. Exhausting gases produced during the plasmochemical processing of the wastes were analyzed for the content of dioxides and their analogues, carbon oxides and dioxides, as well as for concentration of bromine hydrogen. Mass-spectrometer Hewlet-Packard GC/MS 5890/5972 was used for analysis of dioxides applying EPA 8270 method with gas filtration through methanol and the subsequent examination of methanol solution. All experiment exhibit no dioxide. Content of CO was analyzed by mass-spectrometer MX-1320 with high resolution. The observed m/z 29 peak had intensity 0,8% that indicates the absent of CO in the gaseous

phase. As to content of oxygen, it was found to be low in the first experimental run and negligible in the second one. On the other hand, the measurements demonstrated high concentration of nitrogen. Proportion of HBR in the produced gaseous mixture was measured by gravimetric chemical-analytical method with titration of HBr by silver nitride solution and subsequent analysis of silver bromide by mass-spectrometry. The concentration of HBr in the gaseous phase at normal conditions was determined both runs: for optimal experiment of the first run upstream from scrubber – 0,337 g/l and downstream of it – 0,143 g/l; for optimal experiment of the second run upstream from scrubber – 0,03 g/l and downstream of it – 0,015 g/l.

The component HBr can be considered as a useful desired product of such a wastes processing that can be used for pure bromine production. The experiments have shown that the yield of HBr in the first run applying water-emulsion feed of the wastes is about an order higher than in the second run when organic solvent was used and the plasma-chemical process proceeded at the excess of free carbon and deficient air. Bromine vaporization and reduction at the excess of H₂O according to the first variant is apparently the most efficient method of the wastes processing.

4. PROCESSING AND DESTRUCTION OF PESTICIDES WITH A EXPIRED TERM OF VALIDITY.

Investigations are carried out in different regimes of the work of plasma reactor for processing of two pesticides - isophene (C₁₄H₁₈O₇N₂) and concentrate of butyl ether of 2,4-dichlorophenoacetic acid (C₄H₉CH₂COOC₆H₃Cl₂), with expired term of validity.

Both these pesticides consist of 50-60 % of base material (butyl ether and isophene) and 50-40 % of the filler substances, which contains of kaolin, aerosil and silica gel.

The detailed analysis of gases at the outlet of plasma reactor is executed. The methods of chromatographic mass-spectrometry and absorption spectroscopy in ultraviolet (UVR), visible and infrared (IR) wavelength range are used.

Absorption spectra in the UVR, visible and near IR wavelength range ($0,2 \leq \lambda \leq 3,0 \mu\text{m}$) were recorded with spectrophotometer "Cary 500 Scan" of the firm "Varian" (USA), in such spectra in the distant IR area ($2,5 \leq \lambda \leq 25 \mu\text{m}$) – were detected by Furie spectrometer "IFS28" of the firm "Brucker" (Germany).

The analysis of the obtained spectrograms made it possible to establish that they weakly depend qualitatively on the type of the raw material used and are presented by three characteristic absorption bands: $\Delta\lambda = 0,2 \pm 0,25 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,35 \pm 0,6 \mu\text{m}$ and $\Delta\lambda = 2,5 \pm 25 \mu\text{m}$.

Because of the high optical density of mixture in the UVR region of the spectrum we could not interpret reliably the recorded maximums of absorption. They can be the diffuse absorption bands of hydrocarbons of the type of the benzaldehyde C₆H₅CHO of the propionaldehyde C₃H₇CHO, benzene C₆H₆, formaldehyde CH₂O, acetaldehyde C₂H₄O, etc. with transitive into the intensive continuum.

The visible region of the spectrum is presented by the electron-vibrational-rotational absorption bands of molecules NO, NO₂, HNO₂, C₂, AlO, CaO, FeO, CuO, CN, SiN, CH. However we could not identified a number of the maximums of absorption as well as in the spectrograms of UVR range.

In the absorption spectra in the IR region we discovered the bands CH₃-, CH₂-, CH- of the groups of hydrocarbons and NO₃- group, bands CO₂, H₂O, N₂, NO₂, the traces of bands

NO, bands of the condensed phase HNO_3 , of the vapor phase H_2CO_3 , the bands of the valency oscillation of the carbonyl group $\text{C}=\text{O}$, and also the weakly intensive bands of the deformation oscillations OH and CO. Obtained data testify about the intensive thermal decomposition of pesticides in the plasma airflow, which is accompanied by oxidation and nitriding of the products of decomposition. Bands CH_3 -, CH_2 -, CH -, and $\text{C}=\text{O}$ groups are caused by the formation of the secondary hydrocarbons at the outlet of the plasma reactor in hardening zone. Formed simple oxides and nitrides are not highly toxic or cancerogenic substances and are not ecologically dangerous. Some of them can be separated, assembled and used further.

Chromato-mass-spectrometric analysis of emanated gases was performed for a determination of a type of produced hydrocarbons and their quantitative content in the outlet of plasma reactor. Chromato-mass-spectrometer "MM" of "Brucker" firm (Germany) was used, range of mass numbers was 28-400, resolving power R was ~ 10000 , threshold of detectability was ~ 1 ppb. Samples were taken after hardening zone with help of programme pump SKS and were placed at two-layer absorb tubes of the firm "Dreger". Activated coal and tenaks were used as absorb substances. Duration of sample taking was 4 min, velocity of pumping (circulation rate) of samples trough sorbents was 300 l/min.

Preliminary separation of mixture components was carried out at the capillary column. Quadrupole mass-analyser was used as a mass-detector.

Produced products were identified by the comparison of complete mass-spectrum of analyzed substance or of its separate peaks with mass-spectra from the bank of standard substances. In order to increase statistic significance of the identification we used two methods of library search: a straight one, which provides computer comparison of analyzed spectrum with each library spectrum consequently, and a reverse method, which provides comparison of library spectra consequently with analyzed one.

For a calculation of every component concentration an evaluation of absorb substance mass and data of normalization of chromatometry results were used. Instrumental error of an evaluation of different substance contents in analyzed gases mixture was less 30-40 %.

5. RESULTS OF THE CHROMATO-MASS-PECTROMETRIC ANALYSIS OF THE COMPOSITION OF WASTE GAS DURING THE PLASMA-CHEMICAL PROCESSING OF PESTICIDES

Results of tests in the experiments with isophene and butyl ether processing are presented in the tables A and B. Plasma-forming gas - technical air. Average value of the specific enthalpy of plasma along the length of reactor $H \sim 6000$ kJ/kg.

After butyl ether processing without hardening we found saturated, unsaturated and aromatic hydrocarbons, ordinary and complicated ethers, alcohols, ketones, acids nitrogencontaining and chlorcontaining compounds in the products leaving plasma reactor.

As the table shows, a hardening changes significantly the composition of reactor off-gases. Chlorcontaining and nitrogencontaining compounds, as well as some substances which contain ether groups and aldehyde groups were not detected at the outlet of reactor. Benzol derivations appear instead of them. Absence of compounds with ether groups and aldehyde ones and content increasing of compounds of types of methylcellosolve and benzoic acid can be caused by processes of secondary oxidation in the zone of hardening.

TABLES A.
PESTICIDE ON THE BASIS OF ISOPHENE $C_{14}H_{18}O_7N_2$

Designation of the substance	The chemical formula	Concentration in the waste gas flow, mg/l	
		With the charge of raw material, with the hardening	
Methyl nitrate,	CH_3NO_3		
1,3 propandiolidinitrat,	$C_3H_6N_2O_6$		$\Sigma=2,3$
1,3 propenediol	$C_4H_6N_4O_{11}$		
3-heptanone	$C_7H_{14}O$		0,17
Isoamyl nitrite	$C_5H_{11}NO_2$		0,06
2-propyl-1- pentanol	$C_8H_{18}O$		0,59
3,5,5-trimethylhexanol	$C_9H_{20}O$		0,04
3,5,5-dimethyloctane	$C_{10}H_{22}$		0,04
Undecane	$C_{11}H_{24}$		0,09
2,2-dimethyl-3-hexanol	$C_8H_{18}O$		0,71

TABLES B.
PESTICIDE ON THE BASIS OF R-BUTYL ETHER $C_4H_9CH_2COOC_6H_5Cl_2$.

Designation of the substance	The chemical formula	Concentration in the waste gas flow, mg/l		
		With the charge of raw material, without the hardening	With the charge of raw material, with the hardening	Without the raw material, without the hardening
Methyl cellosolve	$C_3H_8O_2$	0,63	3,01	1,18
Diisopropyl ether	$C_6H_{10}O$	3,08	-	6,86
Heptanone, 3	$C_7H_{14}O$	0,44	-	-
Hexanol, 2-ethyl	$C_8H_{16}O$	1,64	-	-
Heptene 1/3	C_7H_{14}	2,24	5,1	-
Butylisocyanate	C_5H_9NO	2,61	-	-
2-nitrophenol	$C_6H_5NO_2$	0,78	-	-
Acetophenone	C_8H_8O	2,68	-	1,88
Benzoic acid	$C_7H_6O_2$	5,12	6,76	7,30
Benzophenone	$C_{13}H_{10}O$	0,91	3,29	4,03
Acetophenone, 8-chloro	C_8H_7ClO	4,35	-	6,13
Heptachlorepoxyde	$C_{10}H_5Cl_7O$	3,28	-	-
Xylene	C_8H_{10}	-	0,15	-
Benzene trimethyl	C_9H_{12}	-	0,09	-
Undecane, dodecane, tridecane	$C_{11}H_{24}, C_{12}H_{26}, C_{13}H_{28}$	-	$\Sigma=0,13$	-
Butanol, ethyl	$C_6H_{14}O$	-	-	2,92
Isobutylacetate	$C_6H_{12}O_2$	-	-	0,15

Nitrogencontaining substances can be performed in the presence of hydrogen into nitroacid or nitrozoacid, that was proved by the spectroscopy analysis. Chlorcontaining compounds can be performed into chlorine salt at the base of calcium, copper and iron, presence of with was detected also by spectroscopy method.

References

1. A. L. Mosse, I. S. Burov. Treatment of dispersed materials in plasma reactors. Nauka i tekhnika, Minsk, (1980).
2. A.L. Mosse. Plasmotrons, plasma reactors and plasma furnace for processing of toxic industrial wastes. R'99 Congress Proceeding, Published EMPA, Volume 2, (1999), p.104-109.
3. A. Mosse, G. Kusnetzov, D. Hebecker. Conversion of liquid toxic waste by means of a plasma reactor. VDI Berichte Nr.1166, (1995), p.651-657.
4. A. L. Mosse, A. N. Knak, E. M. Ermolaeva, L. I. Krasovskaya. Neutralization of toxic organic wastes in three-jet plasma reactor. 14-th International Symposium on Plasma Chemistry, Prague, Volume 5. (1999), p.2483-2488.

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ КОМПРЕССИОННОГО ПОТОКА В ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

С.И.АНАНИН, В.М.АСТАШИНСКИЙ

*Институт молекулярной и атомной физики
Национальной академии наук Беларуси
Пр. Ф.Скарыны, 70, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: lrpd@imaph.bas-net.by*

Резюме. Рассчитаны основные интегральные параметры эрозионных компрессионных плазменных потоков заданного состава, получаемых в воздухе при атмосферном давлении с помощью специально разработанных эрозионных плазмодинамических систем. Показано, что течение плазмы в таких системах описывается электродинамической теорией ускорения плазмы. Предложена постановка задачи расчета локальных параметров и излучательных характеристик таких потоков.

1. ВВЕДЕНИЕ

Получение направленных плазменных потоков в плотных газах (в том числе и в воздухе при атмосферном давлении, т.е. в условиях свободного доступа к плазме) с помощью плазменных ускорителей вызывает достаточно большие трудности, связанные с необходимостью тщательной симметризации разряда — равномерным распределением разрядного тока по рабочей поверхности коаксиальных электродов. Интерес к таким плазменным потокам вызван возможностью их использования для разработки новых технологий плазменной обработки материалов.

Компрессионные эрозионные плазменные потоки заданного состава, определяемого материалом внутреннего электрода, впервые были получены в воздухе при атмосферном давлении с помощью

специально разработанных эрозионных плазмодинамических систем, подробно описанных в (Асташинский, 2000).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Устойчивое существование компрессионных эрозионных плазменных потоков на квазистационарной стадии развития разряда в исследуемых плазмодинамических системах указывает на то, что газокINETическое давление плазмы в потоке уравнивается давлением азимутального магнитного поля тока, текущего вдоль потока.

При этом из соотношения Беннета $2NkT = \frac{H^2}{8\pi}$ можно определить

значение удерживающего тока в соответствии с выражением:

$I = 41,6 \cdot 10^{-8} \cdot R \cdot \sqrt{NT}$, где ток I выражен в [А], концентрация электронов N_e — в [см⁻³], температура плазмы T — в [К], а радиус потока R — в [см]. В торцевом эрозионном устройстве (ТЭУ) при $U_0 = 5$ кВ для момента времени $t = 50$ мкс концентрация электронов N_e равна $4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, а температура плазмы $T_{pl} = 2 \cdot 10^4$ К (Асташинский, 2000). Радиус компрессионного плазменного потока r составляет при этом 1,5 см. При данных параметрах компрессионного потока значение удерживающего тока оказывается равным 56 кА. Значение же разрядного тока для указанного момента времени составляет 60 кА. В комбинированной эрозионной плазмодинамической системе (КЭПС) при $U_0 = 5$ кВ для момента времени $t = 65$ мкс $N_e = 10^{18}$ см⁻³, $T_{pl} = 4 \cdot 10^4$ К, а $r = 1,2$ см. Тогда значения удерживающего и разрядного токов составляют соответственно 110 и 120 кА. Видно, что, с учетом погрешности экспериментов и расчетов, практически весь разрядный ток течет вдоль компрессионного потока.

Компрессионный характер течения плазмы в рассматриваемых эрозионных плазмодинамических системах позволяет, используя экспериментально полученные значения основных параметров плазмы, определить интегральные характеристики компрессионного потока, такие как массовый расход ионов \dot{m}_i , эквивалентный ион-

ный ток I_m и параметр обмена ξ , а также провести сравнение экспериментальных результатов с данными, следующими из теоретического описания процессов в плазменных ускорителях (Морозов, 1978).

Средний массовый расход ионов и эквивалентный ионный ток определим согласно выражениям: $\dot{m}_i = N_i V_i S M_i$ и $I_m = N_i V_i S e$, где N_i — концентрация частиц; $V_i \equiv V_{pl}$ — скорость плазмы; S — площадь поперечного сечения плазменного потока; M_i — масса протона; e — заряд электрона. В торцевом эрозионном устройстве при $U_0 = 5$ кВ для квазистационарной стадии разряда \dot{m}_i составляет 70 г/с и 230 кА, а в комбинированной плазмодинамической системе соответственно — 130 г/с и 420 кА. Параметр обмена $\xi = I_p / I_m$ в этом случае равен для ТЭУ 0,39, а для КЭПС — 0,35. Эти же величины (\dot{m}_i , I_m и ξ) определим исходя из теоретического описания электродинамического ускорения плазмы. Массовый расход ионов

определим из выражения $\dot{m}_i = \Theta \cdot 10^{-2} \frac{I_p^2}{V_{pl}}$.

При наблюдаемых в экспериментах значениях I_p и V_{pl} получим для торцевого устройства $\dot{m}_i = 62$ г/с, а для комбинированной системы — 110 г/с. Эквивалентный ионный ток $I_m = e \cdot \dot{m}_i / M_i$ в этом случае равен 200 кА в ТЭУ, а в КЭПС — 360 кА. Тогда параметр обмена ξ составит для ТЭУ 0,45 и для КЭПС — 0,42. Были также рассчитаны максимально возможная скорость течения плазменного потока V_{max} и температура плазмы T_{pl} в ТЭУ и КЭПС. Для торцевого устройства рассчитанные значения V_{max} и T_{pl} составили соответственно $2,7 \cdot 10^6$ см/с и $3,4 \cdot 10^4$ К, а для комбинированной системы — $6,5 \cdot 10^6$ см/с и $5,8 \cdot 10^4$ К. В то же время экспериментально измеренные значения скорости и температуры плазмы в ТЭУ равняются соответственно $2 \cdot 10^6$ см/с и $2,2 \cdot 10^4$ К, а в КЭПС — $5 \cdot 10^6$ см/с и $4 \cdot 10^4$ К. Таким образом, проведенный анализ показывает, что рассчитанные и

экспериментально измеренные значения сравниваемых интегральных параметров плазмы в эрозионных плазмодинамических системах не противоречат друг другу, т.е. поведение плазмы в рассматриваемых эрозионных плазмодинамических системах соответствует электродинамической теории ускорения плазмы, в том числе и теории компрессионных течений (Морозов, 1978).

Для того, чтобы иметь возможность рассчитывать не только интегральные, но и локальные параметры эрозионного потока, а также его излучательные характеристики, можно использовать двумерную одножидкостную модель, основанную на методе крупных частиц с введением магнитного поля и учетом переноса энергии излучением в двухпоточковом приближении по координатам z и r (Ананин С.И., 1986). Учет спектрального состава излучения при этом проводится в многогрупповом приближении. Внутри каждой группы – интервала частот коэффициент поглощения полагается не зависящим от частоты и равным усредненному по распределению Планка в границах данной группы. Эти коэффициенты так же, как и уравнение состояния меди и воздуха, используются в виде таблиц по методике, описанной в (Каськова С.И. и др., 1999). В расчетах проводимости меди используется методика, описанная в (Калиткин Н.Н. и др., 1972).

Литература

- Асташинский В.М.: 2000, Журнал прикладной спектроскопии, **67**, 229.
- Морозов А.И.: 1978, Физические основы космических электрореактивных двигателей, Атомиздат, Москва.
- Ананин С.И.: 1986, Теплофизика высоких температур, **24**, 1182.
- Каськова С.И., Романов Г.С.: 1999, Инженерно-физический журнал, **72**, 1093.
- Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В., Рогов В.С.: 1972, Таблицы термодинамических функций и транспортные коэффициенты плазмы. Москва.

THE HYDROGEN AND HELIUM LINES BROADENING IN THE GLOW DISCHARGE AT ATMOSPHERIC PRESSURE

V. I. ARKHIPENKO, L. V. SIMONCHIK

Institute of Molecular and Atomic Physics NASB,

F. Skoryna Ave 70, 220072 Minsk, Belarus; e-mail: simon@imaph.bas-net.by

The Stark broadening of the hydrogen H_{β} and helium HeI 492.2 nm lines was used in experiments (Arkhipenko et al. 1998, 1999, 2000) for sizing of the spatial distribution of a constant and variable components of an electrical field intensity in the cathode fall region of glow discharge in helium at atmospheric pressure. The external electric field is small in other discharge regions. Therefore it is necessary to take into consideration other broadening mechanisms of a spectral lines in these regions. The analysis of the hydrogen and helium lines profiles in a positive column, Faraday dark space, glow and in the cathode fall region is carried out in the present work.

The glow discharge in helium at atmospheric pressure has the stable characteristics and can be used as a light source in spectroscopy and a test object for improvement of the different diagnostics. The working gas is helium. The hydrogen was not specially introduced, and acted in the discharge chamber as small ($\sim 0.01\%$) impurity with a helium flow. The discharge current was 1 A, and the electrode voltage 250–270 V. The plasma parameters of the discharge are: the electron density $n_e \sim 10^{13} \div 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, the electron temperature $T_e \sim 1 \text{ eV}$, the gas temperature $T_g \sim 1000 \text{ K}$. The radiation of the discharge was focused 1:2 onto the entrance slit of the scanning double grating monochromator with inverse linear dispersion 0.5 nm/mm. The photoelectric step-by-step registration of the line profiles with application of the CAMAC equipment and personal computer was used. The height of entrance slit was 1 mm while width of entrance and exit slits was 20 μm resulting in 0.012 nm instrumental width. The aperture slit of width 1.5 mm located before lighting system of monochromator was used for achievement of the spatial resolution along discharge axis $\sim 10 \mu\text{m}$. As the discharge luminescence is non-uniform in cross section, the procedure of the Abel inversion was applied to the experimental line profiles.

The hydrogen and helium lines profiles measured in a positive column, Faraday dark space and in glow, have the form close to dispersion one. In the cathode fall region these profiles are Gaussian. At first the separation of different broadening mechanisms was made for reception of the fitted line profile. The instrumental and Doppler broadening were taken into account in all cases. This broadening mechanisms bring to the Gaussian summary profile. The resonant and Stark helium line broadening and the Van der Waals and Stark hydrogen line broadening result in the dispersion profiles. The summary line profile was described by the convolution corresponding Gaussian and dispersion profiles. As the gas temperature is practically invariable along an discharge axis, the calculated according to (Konjevic 1999) parameters of the Van der Waals, resonant and Doppler broadenings were considered constant along an discharge axis

too. The Stark broadening half-width was determined by comparison of experimental and fitted profiles. The obtained widths of hydrogen H_{β} and HeI 492.2 nm lines were used for the estimation of electron density according to (Griem 1974). Both these estimations have given the close results. In a positive column the electron density is $3\text{-}5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, in a glow $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

The large Stark broadening half-width are required for approximation of experimental profiles in cathode fall region. Such half-widths can be at concentration of the charged particles $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Such concentration value is not given by its any estimation. In addition the line profile is similar to Gaussian one, that specifies other broadening mechanism, which is differed from considered above. The broadening owing to the large electric field gradient in cathode fall region ($\sim 500 \text{ kV/mm}$ at the achieved optical resolution $\sim 10 \mu\text{m}$) can not explain of the observed line profiles.

The assumption was stated, that the observed line broadening in this region result in the effect of the oscillating component of an electric field. Its nature is not established specifically now, but among the probable causes inducing such oscillations, it is possible to call of the edge microinhomogeneities on a cathode surface, which are formed during the discharge operating. Another probable cause can be connect with the formation of an domains in near cathode plasma (Oreshko 1991), which occurs at inequality of flows of the directed drifts of electrons and ions in time, exceeding the Maxwellian time of the space charge relaxation. The Stark broadening and shift of lines in an external electrical field of intensity $\sim 10\text{-}50 \text{ kV/cm}$ with oscillating component $\sim 10\text{-}15 \text{ kV/cm}$ bring in the dominant contribution to formation of the spectral line profiles.

Thus, the carried out analysis of the helium and hydrogen spectral lines profiles in different regions of the glow discharge at atmospheric pressure has allowed to receive the distribution of electron density, distribution of the electrical field intensity in the cathode fall region and also has shown an opportunity of the discharge use for study of parameters of the different kinds of the line broadening.

References

- Arkhipenko V.I., Kapanik A.K., Simonchik L.V., Zgirovskii S.M.: 1998, *Contributed Papers of 1998 ICPP and 25th EPS Conf.* **ECA 22C**, 2671.
- Arkhipenko V.I., Zgirovskii S.M., Simonchik L.V.: 1999, *Zh.Prkl.Spekt.* **66**, 363.
- Arkhipenko V.I., Konjevic N., Kuraica M.M., Simonchik L.V., Zgirovskii S.M.: 1999, *Proceedings of Intern. Conf. On Phenom. In Ionized Gases 5*, 47.
- Arkhipenko V.I., Konjevic N., Kuraica M.M., Simonchik L.V., Zgirovskii S.M.: 2000, *Zh.Prkl.Spekt.* **67**, to be published.
- Griem H.R.: 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic, New York.
- Konjevic N.: 1999, *Physics Reports* **316**, 339.
- Oreshko A.: 1991, *Physika Plasmy* **17**, 679.

О СОСТОЯНИИ ПЛАЗМЫ КОМПРЕССИОННОГО ПОТОКА В МАГНИТОПЛАЗМЕННОМ КОМПРЕССОРЕ КОМПАКТНОЙ ГЕОМЕТРИИ

В.М. АСТАШИНСКИЙ¹, Л.Я. МИНЬКО¹,
М.М. КУРАЙЦА², М. ЧУК³, Я. ПУРИЧ²

¹ *Институт молекулярной и атомной физики
Национальной академии наук Беларуси
Пр. Ф.Скарыны, 70, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: lrpd@imaph.bas-net.by*

² *Физический факультет Университета в Белграде
п.п.368, 11001 Белград, Югославия
E-mail: kuki@rudjer.ff.bg.ac.yu*

³ *Центр науки и технологического развития,
Обилићев венац 26, 11001 Белград, Югославия*

РЕЗЮМЕ. Проведен анализ термодинамических параметров плазмы компрессионного потока, генерируемого магнитоплазменным компрессором (МПК) компактной геометрии. Показано, что на квазистационарной стадии развития разряда в МПК, плазмообразующим веществом которого является водород, устанавливается локальное термодинамическое равновесие плазмы компрессионного потока.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достаточно большое внимание уделяется исследованиям компактных ускорителей, способных работать в составе сложных плазмодинамических систем. Одной из таких плазмодинамических систем нового поколения является двухступенчатый квазистационарный сильноточный плазменный ускоритель (КСПУ) типа П-50М (Морозов, 1991; Асташинский, 1992).

К плазменным потокам, генерируемым первой ступенью КСПУ — входным ионизационным блоком (ВИБ), состоящим из набора входных ионизационных камер (ВИК) — предъявляют довольно противоречивые требования. С одной стороны, они должны обеспечить достаточно равномерное заполнение плазмой входного сечения основного ускорительного канала КСПУ (т.е. плазменный поток ВИБ должен иметь довольно сильную расходимость), с другой — плазменный поток должен без ощутимых потерь пройти дрейфовый канал ускорителя (т.е. расходимость

плазменного потока должна быть невелика). В ИМАФ НАН Беларуси и в Центре научно-технического развития Белградского университета созданы и исследуются магнитоплазменные компрессоры компактной геометрии (МПК-КГ), способные работать в составе КСПУ в качестве его входных ионизационных камер.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Динамика формирования компрессионных потоков в МПК-КГ и результаты определения основных параметров плазмы таких потоков достаточно подробно изложены в (Асташинский и др., 1991, Асташинский и др., 1992). При работе МПК-КГ с импульсной (клапанной) подачей водорода формирующийся компрессионный поток длиной 4-5 см и диаметром ~ 1 см имеет следующие параметры: скорость плазмы — $(4\div 7) \cdot 10^6$ см/с; концентрация N_e и температура T_e электронов плазмы составляют соответственно $(2\div 4) \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ и 1-2 эВ.

Измеренные значения температуры и концентрации электронов позволяют сделать вывод о том, что состояние плазмы компрессионного потока описывается моделью локального термодинамического равновесия (ЛТР). Действительно, необходимым условием существования ЛТР в оптически тонкой стационарной и однородной плазме является $N_e \geq N_{кр}$, где $N_{кр}$ для водорода при $T_e \sim 1$ эВ составляет $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$ (Грим, 1969). Отметим здесь, что условие частичного ЛТР для уровней $n \geq 3$ менее жесткое: $N_e \geq 10^{15}$ см $^{-3}$ (Визе, 1967).

Неоднородность плазменных образований накладывает следующие ограничения на параметры, описывающие локальное состояние плазмы (Рихтер, 1971):

$$\lambda_{e,i} \text{grad} W < W \quad (1)$$

где $\lambda_{e,i}$ — средняя длина свободного пробега электрона в плазме: W — рассматриваемый параметр.

Выражение для $\lambda_{e,i}$ запишем следующим образом (Рихтер, 1971):

$$\lambda_{e,i} = 4,5 \cdot 10^5 \frac{T_e^2}{N_e \Lambda}$$

где T_e — температура, N_e — концентрация электронов, $\Lambda = \ln 1,2 \cdot 10^4 (T_e^3/N_e)^{1/2}$ — кулоновский логарифм.

При реализуемых в компрессионном потоке параметрах плазмы средняя длина свободного пробега электронов составляет $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ см, что, с учетом наблюдаемых в эксперименте градиентов N_e и T_e , приводит к выполнению неравенства (1) с большим запасом.

Для существования ЛТР в условиях нестационарной плазмы необходимо, чтобы время установления кинетического равновесия между электронами и тяжелыми частицами было мало по сравнению с характерным (пролетным) временем плазменного потока. Время установления кинетического равновесия между электронами и тяжелыми частицами определим согласно выражению (Зельдович и др., 1966):

$$\tau_{e,i} = 250 \frac{T_e^{3/2}}{N_e \Lambda}$$

Для указанных выше значений параметров плазмы $\tau_{e,i}$ составляет $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ с, что значительно меньше характерного (пролетного) времени плазменного потока (~ 1 мкс).

Существование ЛТР в плазменном потоке позволяет определить степень ионизации плазмы, исходя из уравнения Саха с учетом схемы упрощений Рессела-Саундерса (Франк-Каменецкий, 1968):

$$\frac{N_e N_i}{N_a} \approx \frac{2 g_i}{g_0 + g_1} e^{-\frac{\epsilon_1}{T}} \cdot 3 \cdot 10^{21} T^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{J^*}{T}} \quad (2)$$

где $J^* = J - \Delta J$, $\Delta J = 1,93 \cdot 10^{10} (N_e T_e)^{1/2}$, — снижение потенциала ионизации в эВ; N_e , N_i , N_a — концентрация электронов, ионов и атомов; T — температура плазмы в эВ; ϵ_1 — энергия первого возбужденного состояния атома в эВ; J — потенциал ионизации в эВ; g_i — статистический вес основного состояния иона; g_0 и g_1 — статистические веса основного и первого возбужденного состояний атома (для водорода $g_0 = 2$; $g_i = 1$ и $g_1 = 6$).

Используя полученные в эксперименте значения T_e и $N_e = N_i$, можно из выражения (2) рассчитать константу равновесия $k \equiv N_e \cdot N_i / N_a$, а затем и концентрацию атомов $N_a = N_e \cdot N_i / k$, что позволит определить степень ионизации плазмы: $\alpha = N_i / (N_a + N_i)$.

Например, при увеличении T_e от 1 эВ до 1,5 эВ с соответствующим изменением N_e от $1,5 \cdot 10^{17}$ до $3,5 \cdot 10^{17}$ см⁻³, степень ионизации α увеличивается с 5 до 93 %.

Таким образом, проведенный анализ параметров плазмы в МПК компактной геометрии, показывает, что состояние плазмы компрессионного потока на квазистационарной стадии развития разряда описывается моделью локального термодинамического равновесия.

Литература

- Морозов А.И.: 1990, *Физика плазмы*, **16**, 131.
- Асташинский В.М., Маньковский А.А., Минько Л.Я., Морозов А.И.: 1992, *Физика плазмы*, **18**, 90.
- Асташинский В.М., Ефремов В.В., Костюкевич Е.А. и др.: 1991, *Физика плазмы*, **17**, 1111.
- Асташинский В.М., Баканович Г.И., Кузьмицкий А.М. и др.: *Инженерно-физический журнал*, **62**, 386.
- Грим Г.: 1969, *Спектроскопия плазмы*, Атомиздат, Москва.
- Визе В.: 1967, *Диагностика плазмы*, Мир, Москва, 218.
- Рихтер Ю.: 1971, *Методы исследования плазмы*, Мир, Москва, 9.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.: 1966, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Наука, Москва.
- Франк-Каменецкий Д.А.: 1968, *Лекции по физике плазмы*, Атомиздат, Москва.

ON THE APPLICABILITY OF THE SPHERICAL CELLULAR MODEL FOR THE ANALYSIS OF ZERO ISOTHERMS OF HIGHLY COMPRESSED PLASMA

F.N. BOROVIK, L.I. GURSKIY, G.S. ROMANOV

Heat (a) Mass Transfer Institute, 15. P. Brovka str., 220072, Minsk, Belarus.
E-mail: ksi@hmti.ac.by

To construct a wide-range equation of state of plasma it is necessary to have information of zero isotherms. Zero isotherms can be determined (for example) with Korringer-Kohn-Rostoker (KKR), the argumented plane wave, the argumented spherical wave (ASW), the linear combination of Gaussian-type orbitals (LCGTO) techniques. There exists much simpler the spherical cellular model (SCM) (Gandelman, 1962) in which the Wigner-Seitz cell is replaced by the spherical cell with the equal volume of radius r_0 , satisfying condition

$$\frac{4}{3} \pi r_0^3 a_0^3 = \frac{A}{\rho N_A},$$

where a_0 is the Bohr radius, A is the atomic weight of an element, N_A is the Avogadro number, ρ is the substance density. Further the atomic units are used. In the SCM the electron wave functions $\Psi(\vec{r})$ must satisfy the following boundary conditions

$$\begin{aligned} \Psi(\vec{r}_0) e^{-i\vec{k}\vec{r}_0} &= \Psi(-\vec{r}_0) e^{i\vec{k}\vec{r}_0} \\ e^{-i\vec{k}\vec{r}_0} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \Psi(\vec{r})_{r=r_0} &= -e^{i\vec{k}\vec{r}_0} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \Psi(-\vec{r})_{r=r_0}, \end{aligned}$$

where $\Psi(\vec{r})$ satisfies the Schrodinger equation with a spherically symmetrical potential $U(r)$. These conditions result in that the eigenvalues form bands and are functions of quasi-momentum k . Use of spherical cells allows one to characterize bands by quantum numbers n, l_0, m corresponding to $k=0$. If a wave function is represented as a series

$$\Psi = \sum_{l=|m|}^{l_{\max}} i^l \frac{R_{cl}(r)}{r} A_{lm}(k) Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

where the normalized functions R_{cl} satisfy an equation

$$R_{cl}'' + 2 \left[\varepsilon - U(r) - \frac{l(l+1)}{2r^2} \right] R_{cl} = 0,$$

the following set of equations can be obtained for odd l

$$\sum_{l'=1}^{l_{\max}} A_{l'm}(k) a_{ll'}(k) R_{cl'}(r_0) = 0$$

and for even l

$$\sum_{l'=1}^{l_{\max}} A_{l'm}(k) a_{ll'}(k) \frac{d}{dr} \left(\frac{R_{cl'}}{r} \right)_{r=r_0} = 0.$$

Here

$$a_{ll'}(k) = i^{l'-l} \int Y_{l'm}^* Y_{lm} e^{ik \cos \theta} d\Omega$$

and

$$\sum_{l=1}^{l_{\max}} A_{lm}^2(k) = 1.$$

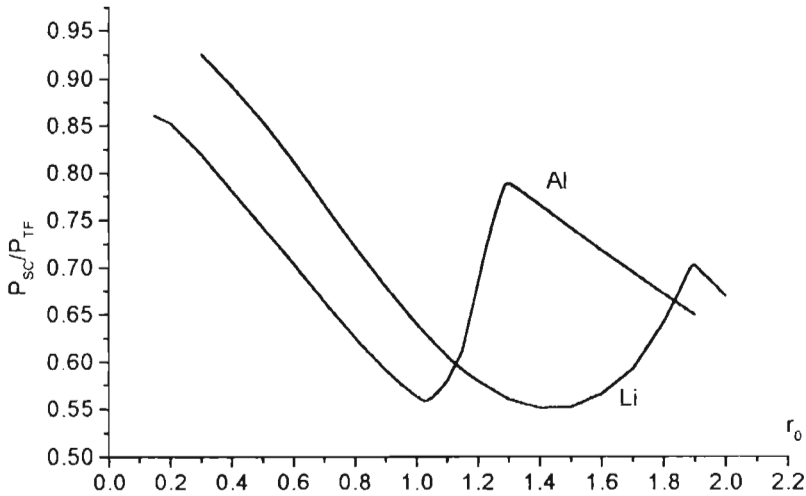
The selfconsistent potential $U(r)$ is expressed in terms of the cell electron density computed through wave functions R_{cl} . Value l_{\max} is selected from the condition of smallness $|A_{lm}|$ at $l > l_{\max}$.

The SCM neglects dependence of the spectrum on the direction of the quasi-momentum vector. The latter is certainly an oversimplified approximation for low pressure, but it is reasonable for high values of parameters. The applicability of this model has been analyzed in (Farjam M.1988) at normal conditions. In the present work calculations for Ne, Li and Al with the purpose of comparison to results presented in (Chernov, 1988; Chernov, 1990; Boettger, 1986; Meyer - ter - Vehn, 1988) were carried out to verify the applicability of this model for analysis of zero isotherms at high compressions σ .

In (Boettger, 1986) a number of points on the cold isotherm of neon is calculated with the LCGTO technique and metallization is detected at $r_0 = 0.91a_0$. Neon at densities of about 1 g/cm^3 is a Van-der-Waals crystal with a FCC lattice. Free electrons appear in the course of compression which allows one to apply the SCM. In the present work the coincidence of eigenvalues of 2p and 3d at a zero quasi-momentum for neon occurs at $r_0 = 0.967$. Note that the coincidence of eigenvalues means vanishing of the gap between the filled 2p zones and empty 3d zones, i.e. metallization. At smaller compression neon has filled bands with a $1s^2 2s^2 2p^6$ configuration and is a dielectric. The discrepancy with the data from (Boettger, 1986) is possibly associated with an insufficient basis for calculations with the LCGTO technique (a basis of s, p and d orbitals was used there). Calculations with the help of the SCM show that at $r_0 \cong 1$ contribution of f and g orbitals to pressure is approximately 25 percent. Thus the SCM describes exactly enough the deformation of the Ne energy spectrum at high compressions.

At the present time calculations performed with the KKR (Chernov, 1988) and ASW [Meyer - ter - Vehn, 1986] techniques for lithium for compression up to $\sigma \cong 1000$ are available. Calculation with the SCM has shown that in conformity with KKR and ASW at $\sigma \cong 5$ ($r_0 \cong 1.9$) the zero Li isotherm experiences a sharp change in

inclination associated with formation of a cavity inside the Fermi surface. Since the 2s



zone of lithium is filled only half (lithium is a one-valence element) at $r_0 > 1.98$ the shape of the 2s zone is such that the electrons fill states in the neighbourhood of the zero quasi-momentum, i.e. are populated mainly s-orbitals. At further compression the electrons of zone 2s begin to populate states with quasi-momenta close to maximum which signifies growth of the p-orbital population. Eventually this leads to a situation in which the states in the vicinity of the zero quasi-momentum become unpopulated, i.e. a concavity is created inside the Fermi surface. In (Chernov, 1988) a small oscillation on the isotherm is also observed at $\sigma \cong 33$ ($r_0 \cong 1$), which the author attributes to squeezing with growth of compression of level 1s into a continuous spectrum. However, calculation with the SCM have shown, that level 1s is delocalized already at $\sigma \cong 12$, and at $\sigma \cong 33$ pressure due to band 1s has no peculiarities as the function of compression. The density of electrons on the cell surface has no peculiarities too. Since change in inclination of the isotherm is sometimes difficult to detect, the value $D = P_{SC} / P_{TF}$ was used, where P_{SC} is pressure, calculated as per the SCM, P_{TF} is pressure calculated as per the Thomas-Fermi (TF) model. Since the TF model isotherm does not have any peculiarity value D allows one to describe peculiarities on the quantum mechanical isotherm more evidently. The results of calculations are presented in figure. In (Chernov, 1990) value D was considered as a function of compression. In the present work D is considered as a function of the cell radius since for compression on the sections where the peculiarities are absence is practically a linear function. This explains the usefulness of argument r_0 . The minimum in the curve takes place since in this range of compressions the relative contribution of the 2s band to the total pressure decreases and the relative contribution of 1s-band increases as compression increases.

Results for aluminum up to $\cong 2000$ compression are presented in (Meyer - ter -

Vehn, 1986). Calculations of the value D for Al as per the SCM are given in the figure. It is seen (in full conformity with (Meyer - ter - Vehn, 1986)) that at $\sigma \cong 10$ ($r_0 \cong 1.3$) the cold isotherm of aluminum has a peculiarity (a sharp change in the inclination) due to the intersection of the bands 3s and 3d, which is accompanied by transition of electrons from s-states to d-states. This takes place since electrons leave the 3d0 band and occupy the 3d2 band in which s-orbitals are absent. The minimum in the curve occurs as in this range of compressions ($\sigma \cong 24$) the relative contribution of the 3d band to the total pressure decreases and the contribution of the 2p band increases as compression increases. The contribution of the 2s band is negligible in this range of compressions. In conformity with (Meyer - ter - Vehn, 1988) at $\sigma \cong 1000-2000$ ($r_0 \cong 0.2$) zone 2s is replaced by zone 3d. This is accompanied by reduction of the population of s-states in zone 2s and by increase of the population of d- and f-states. In the curve this is represented by the appearance of a sharp change in the inclination.

Thus calculations show suitability of the SCM for analyzing zero isotherms at high compression and allow one to link various peculiarities in the behaviour of thermodynamic parameters with changes in the characteristics of the spectrum and the population of levels. It should be noted that the SCM leads to excessively sharp changes in the inclination of zero isotherms which can be wrongly interpreted as a second-order phase transitions. Calculations have shown that deformations of the energy spectrum at large compression do not result in electron phase transitions and only generate rather sharp changes of the inclination of cold isotherms. All these peculiarities are not associated with squeezing deep shells into a continuous spectrum, but with deformation of highly positioned bands. Deep shells only modify these peculiarities.

Use of the SCM for superhigh compressions is not reasonable because the energy spectrum of the empty lattice in the SCM differs from the spectrum of free electron gas. It is found that the populations of l -orbitals also differ from the populations for the free electron gas. Calculations show that the electron density distribution for the empty lattice in the SCM is not homogeneous which results in that the ratio P_{SC} / P_f (P_f - the pressure of free electron gas) differs from unity. This ratio is 1.004 for Li, 1.128 for Al. It is largest for Mg and equals 1.133. For example by the empty lattice for Mg we mean that the spherical cell contains 12 electrons and does not the nucleus.

Hence the SCM at $\sigma \rightarrow \infty$ does not contain the free electron gas limit.

References

- Chernov S. V. 1988 Thermophysics of High Temperatures 26, N 2, 264 (in Russian).
 Chernov S.V. in "Investigation of properties of matter under extremal conditions". Moskva, 1990, p. 29-33 (in Russian).
 Meyer - ter - Vehn J., Zittel W. 1988 Phys. Rev. B 37, 8674.
 Boettger J.C. 1986 Phys. Rev. B 33, 6788.
 Gandelman G. M. 1962 Journal of Experimental and theoretical physics 23, N 1(7), p. 131 (in Russian).
 Farjam M., Shore H. B. 1988 Phys. Rev. B. 37., 1059

CHEMICAL REACTIONS IN LASER PRODUCED PLASMA

V.S. Burakov, N.V. Tarasenko, N.A.Savastenko

*Institute of Molecular and Atomic Physics National Academy of Sciences of Belarus, 70
Scaryna Ave., 220072 Minsk, Belarus
E mail: tarasenk@imaph.bas-net.by*

In the present paper the laser-induced fluorescence method (LIF) combined with the time resolved emission spectroscopy was adopted to measure the spatial and temporal distributions of ions, atoms, and molecules, electron temperature and density in the laser ablation plasmas. Based on the results of quantitative LIF diagnostics chemical dynamics in the laser-produced plasmas of metallic, and graphite samples were examined. The main attention was focused on the LIF detection of reagents and reaction products, their spatial and temporal distributions as well as on the elucidation of the pathways for oxide and dimer formations in the ablation plumes.

The chemical kinetics of ablated species, both in vacuum and gas environments is complex mainly because of wide range of the variation of the thermodynamic conditions (from high pressure and temperature at the time of ablation to a rarefied gas at times long after the ablation event). Besides, there exist many possible reaction pathways and reaction rates are available only for the limited pressure and temperature regimes.

Plasma was produced by focusing of a Nd:YAG laser radiation (1064nm, 10ns, 10^8 - 10^9 W/cm²) or XeCl (308nm, 10ns, 10^8 - 10^9 W/cm²) on the surface of the metallic (Al, Ti) and graphite samples in the helium (air) atmosphere at pressures of 10^{-3} -500 Torr. The details about the densities, temperatures, time-space distributions of various ablated species (Al, Al⁺, Ti, Ti⁺, AlO, TiO, C₂) were obtained. The quantitative interpretation of LIF measurements was performed by using the three-level atomic and four-level molecular approximations, the measured collisional quenching rates of the excited states as well as taking into account the shape of the excitation laser pulse and the temporal variation of the absorption linewidth (Burakov *et al.*, 1992).

The temporal profiles of atoms and ions in the plume were in the form of curves with maxima whose value and position were dependent on the conditions of focusing of radiation onto the target. The range of the concentrations of Ti atoms of $2 \cdot 10^{13}$ - $1.1 \cdot 10^{15}$ cm⁻³ and ions of $2.5 \cdot 10^{12}$ - $4.5 \cdot 10^{13}$ cm⁻³ was recorded in the titanium/air plasma. TiO molecules were detected at the stages of plasma expansion and afterglow in the time interval of 5-60 μ s after ablation laser pulse and up to 3 mm from the target surface. With the plasma evolution the density decreases up to $1 \cdot 10^{13}$ cm⁻³ (60 μ s) as well as with increasing of a distance from a target (Burakov *et al.*, 1995).

The energy distributions of the TiO molecules over the vibrational-rotational states were used to determine the mechanisms of their formation. An analysis of the populations of the rotational levels shows that only for the groups of levels ($J' \leq 60$, $J'' \leq 50$) the rotational distribution may be considered as Boltzmannian with a temperature varying from 800 to 450 K for the lower state ($v''=0$, $a^1\Delta$) and from 2100 to 1400 K for the upper state ($v'=0$, $c^1\Phi$) over a time interval of 5-30 μ s. Measured temperatures differ from the surface temperature attainable at the values of the radiation power density on the target that were used in our experiment. The maximum vibrational temperature is attained in the time interval within which the density of Ti atoms in the ground state and the intensity of luminescence of TiO molecules reach their maximum values ($t = 15-20 \mu$ s). The results obtained indicate that the most probable reason for the formation of electronically excited titanium oxide molecules is the gas-phase reaction proceeding between titanium atoms and oxygen inside the plume. Comparison of the spatial-temporal distributions of the TiO atoms and excited molecules allowed us to find a correlation in their change, which testifies that electronically excited titanium oxides most probably are formed from oxidation of atoms in the ground and low lying metastable states (Burakov *et al.*, 1999).

The formation of C_2 and C_3 molecules in laser ablation carbon plasma was investigated by LIF monitoring of the time-space distributions of these molecules in the plasma. Estimates of vibrational temperatures of C_2 species under various helium pressure support that, the recombination of free carbon atoms is the most likely mechanism for the production of C_2 molecules.

So, the experiments performed demonstrate the great diagnostic capabilities of the LIF combined with the time resolved emission spectroscopy for the analysis of chemical dynamics during the laser induced ablation of solid samples. Based on the quantitative data provided by LIF measurements the details about the densities, temperatures and kinetic energies of various ablated species were obtained. These results permitted to elucidate the pathways of oxidation reactions and dimer (cluster) formation and their influences on the relative concentrations of various species in ablation plasmas. The role of excited and metastable reagents in oxidation kinetics has also been established.

References

- Burakov V.S., Tarasenko N.V., Chepzoza N.A.: 1992, *Zh. Prikl. Spectrosk.* 56, 837.
- Burakov V.S., Raikov S.N., Savastenko N.A., Tarasenko N.V.: 1995, *J of Molecular Structure*, 349, 281.
- Burakov V.S., Savastenko N.A., Tarasenko N.V.: 1999, *Zh. Prikl. Spectrosk.* 66, 109.

СПЕКТРОСКОПИЯ ПЛАЗМЫ МАГНЕТРОННОГО РАЗРЯДА

А.П. Бурмаков, К.В. Коротков, В.Е. Чёрный.
Белорусский государственный университет,
проспект Ф. Скорины, 4, 220050, Минск, Беларусь.

The spectroscopic research results of magnetron discharge used for deposition of film coatings are discussed. The influence of gas flow rate, discharge power, and pressure in vacuum chamber on the plasma emission is analyzed.

1. Введение. В процессах реактивного магнетронного распыления материалов, основанных на распылении материалов ионами разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях, характеристики пленок химических соединений определяются соотношением потоков частиц материала и реактивного газа, образующих пленку, кинетической и потенциальной энергией этих частиц. Эмиссионный оптический спектр разряда характеризует состояние плазмы как инструмента обработки поверхности. Информация об интенсивности различных компонент спектра, а также о влиянии режима проведения процесса может быть положена в основу разработки способов управления реактивным магнетронным распылением.

2. Основная часть. В исследованиях использовались следующие материалы распыляемых мишеней: Ti, Al, InSn, V, Ta. Инертный газ – Ar, реактивные газы – кислород, азот, углеродосодержащий газ (C_2H_6). Диапазон мощностей разряда и давлений рабочего газа в проводимых экспериментах $W = 0,5-2,5$ кВт и $p = 0,2-0,6$ Па. Методика определения зависимости интенсивности основных элементов спектра разряда от параметров процесса значительно усложняется из-за неустойчивости системы мишень-плазма-пленка. Неустойчивость такой системы приводит к самопроизвольному её переходу в одно из двух устойчивых состояний процесса даже при сохранении на постоянном уровне всех внешних параметров разряда, таких как ток и напряжение разряда, давление в разрядной камере, расход инертного и реактивного газов, скорость откачки /1/.

Исключить влияние неустойчивости системы позволило применение ранее разработанного нами прибора спектрального управления /2/, который позволял поддерживать на заданном постоянном уровне интенсивность спектральных линий материала мишени путем управления расходом реактивного газа. На рис.1 показана динамика относительной интенсивности спектрального элемента материала мишени I_M и реактивного газа I_R при проведении процесса нанесения пленки в условиях поддержания на

постоянном уровне мощности разряда, давления в вакуумной камере и скорости откачки. Изменяемой величиной являлся расход реактивного газа. Здесь: t_0 – момент времени включения регистрирующей I_M и I_R аппаратуры; t_1 – момент зажигания магнетронного разряда в инертном газе; t_2 – момент подачи реактивного газа в вакуумную камеру; t_3 – момент выхода на требуемое значение I_M^* интенсивности I_M , т.е. на требуемый режим нанесения покрытия металл-реактивный газ (MR); t_4 – момент отключения обратной связи между интенсивностью I_M и расходом реактивного газа; t_5 – начальный момент самопроизвольного изменения состояния системы мишень-плазма-пленка; t_6 – момент выхода системы в одно из устойчивых состояний.

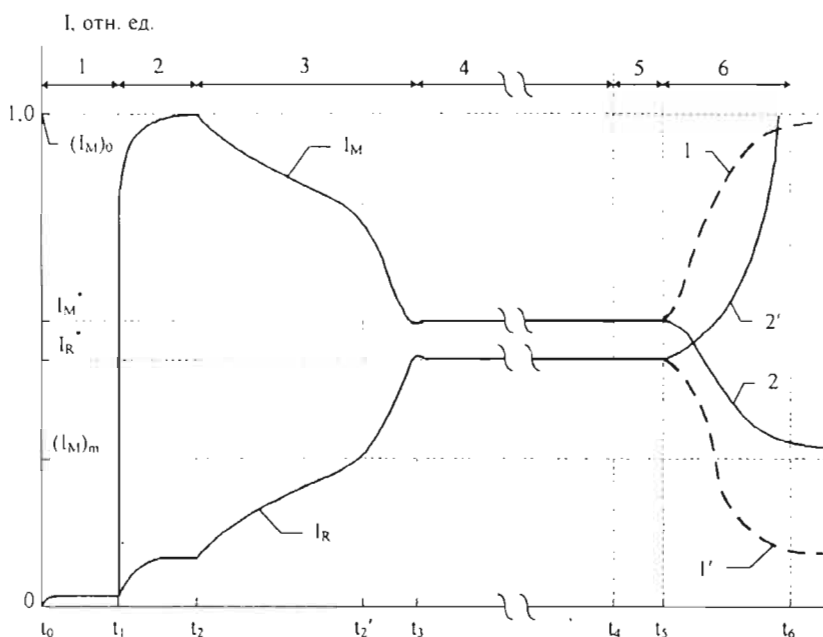


Рис. 1 Динамика относительной интенсивности спектрального элемента материала мишени I_M и реактивного газа I_R

Представленные зависимости I_M и I_R от времени носят универсальный характер. Качественно они сохраняются для всех использованных нами материалов мишени и типов реактивного газа.

Стадия t_2 - t_1 (стадия 2) характеризует выход магнетронного разряда на стационарный режим горения в среде инертного газа. Длительность стадии 2 определяется временем установления теплового режима распыляемой мише-

ни и предысторией состояния поверхности мишени. Если разряд зажигается на мишени, частично или полностью покрытой пленкой соединения MR, то длительность стадии возрастает на время, необходимое для очистки мишени.

На стадии 3 (интервал t_2-t_3) происходит переход от режима нанесения пленки материала мишени к режиму нанесения стехиометрической пленки MR. Спад величины I_M обусловлен образованием соединения MR на поверхности мишени, коэффициент распыления которого всегда меньше коэффициента распыления чистой поверхности. Если вся поверхность мишени покрывается соединением MR, то достигается минимальное значение величины I_M , равное $(I_M)_m$. Величина $D = (I_M)_{\text{с}} / (I_M)_m$ слабо зависит от выбора спектральной линии и практически не зависит от мощности разряда и парциального давления аргона. Эта величина определяется материалом мишени, родом реактивного газа и является параметром чувствительности оптического управления для конкретного процесса.

При условиях проведения процесса, когда W и p являются постоянными, количественными показателями состояния системы мишень-плазма-пленка может являться величина $\alpha = [(I_M)_{\text{с}} - I_M] / [(I_M)_{\text{с}} - (I_M)_m]$, имеющая смысл степени реактивности процесса. Эта величина принимает значения от 0 до 1 и может служить в качестве критерия нанесения пленки требуемого состава. Анализ влияния величины α на состав покрытия показал, что для выбранной пары материала мишени – реактивный газ образование стехиометрического покрытия происходит в узком интервале значений α . Например, TiN при $\alpha = 0,65 \pm 0,03$; TiO_2 – при $\alpha = 0,75 \pm 0,04$; $(\text{InSn})_2\text{O}_3$ – при $\alpha = 0,72 \pm 0,03$.

Динамика интенсивностей I_M и I_R на стадии 4, которая является стадией нанесения пленки стехиометрического состава, характеризуется следующими особенностями. Высокочастотная модуляция величины I_M , обусловленная колебаниями напряжения источника питания разряда, снижается по сравнению со стадией 2 и не превышает 18%. Модуляция величины I_R на таких частотах не превышает 15%. Эта нестационарность не приводит к модуляции состава осаждаемого покрытия. В условиях проводимого эксперимента основными причинами изменения состава покрытия являются низкочастотные (меньше десятых долей Гц) колебания мощности разряда и давления в вакуумной камере. Влияние таких колебаний на плотность потоков частиц материала мишени и реактивного газа, следовательно, на состав покрытия изучено путем низкочастотного изменения на стадии 4 величин W и p в пределах 5-20% их средних значений. Наличие

обратной связи между I_M и g приводило в таких случаях к изменению I_R при постоянном значении I_M . В результате установлено, что в процессах нанесения оксидов и нитридов Ti и Al нестабильность величины $C = I_R/I_M$ связана с нестабильностью мощности разряда и давления соотношениями $\Delta C/C = (2,3-4,2)\Delta W/W$ и $\Delta C/C = (0,4-0,6)\Delta p/p$. В пределах указанных границ нестабильность зависит от абсолютных значений W и p и скорости откачки из вакуумной камеры.

С целью оценки влияния низкочастотных колебаний расхода реактивного газа g на состав осаждаемого потока регистрировались зависимости I_M и I_R от g путем медленного изменения рабочей точки процесса (величины I_M) с помощью прибора /3/ в условиях постоянства значений W и p . Переход к каждому предыдущему из каждого последующего состояния системы мишень-плазма-пленка проводился за время, необходимое для установления равновесия нового состояния, т.е. для установления нового стационарного значения величин I_M и I_R . Установлено, что для различных пар материал мишени – реактивный газ $\Delta C/C = (2,0-4,6)\Delta g/g$. Причем рост величины $\Delta C/C$ в указанных пределах обусловлен в первую очередь ростом скорости откачки.

После отключения обратной связи в момент времени t_4 , наблюдается сохранение степени реактивности, т.е. состава осаждаемого потока в течение промежутка t_4-t_5 (стадия 5 рис.1). На этой стадии система мишень-плазма-пленка находится в состоянии неустойчивого равновесия и появление случайных возмущений параметров процесса приводит к самопроизвольному переходу системы в одно из устойчивых состояний. При скоростях откачки, равных или меньше расхода реактивного газа, длительность стадии 5 составляет от долей секунд до минуты. С ростом скорости откачки длительность этой стадии может достичь единиц минут. Динамика переходов изображена на рис.1 кривыми 1 и 2 для I_M и кривыми 1' и 2' для I_R . Направление самопроизвольного перехода, т.е. уменьшение или рост α при переходе случайно и определяется знаком низкочастотного возмущения. Например, при $\Delta W > 0$ или $\Delta g < 0$ происходит спад α .

Литература:

1. Бурмаков А.П., Зайков В.А., Лабуда А.А., Чёрный В.Е. ЖПС. – 1996. – Т.63, № 6. – С. 1049-1053.
2. Бурмаков А.П., Лабуда А.А., Никифорова Н.Н., Чёрный В.Е. Вакуумная техника и технологии. – 1993. – Т.3, вып.2. – С. 5-7

ОСОБЕННОСТИ МОДИФИКАЦИИ СТРУКТУРЫ ПОЛИМЕТИЛМЕТАКРИЛАТА ПРИ НЕКОТОРЫХ РЕЖИМАХ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА НЕГО МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

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

*Гродненский государственный университет им.
Я. Купалы, 230023. БЕЛАРУСЬ, г.Гродно, Ожешко 22*

Объектом исследования был прозрачный органический диэлектрик — полиметилметакрилат (ПММА).

Целью работы являлось изучение зависимости изменений атомно-молекулярной структуры ПММА в зависимости от энергии миллисекундных лазерных импульсов и толщины образца.

В качестве воздействующего использовался рубиновый лазер ГОР-100 М работавший в режиме свободной генерации (длительность импульса $\tau=1,2$ мс). Энергия лазерных импульсов E_0 варьировала в пределах от 4 до 50 Дж и измерялась с погрешностью не хуже 5 %. Схема эксперимента такова, что можно было пренебречь энергией переизлучения за счет тормозных и рекомбинационных процессов, а также энергией, рассеянной областью поглощения. Для определения полей плотности и температуры в образце в ходе воздействия на него лазерного излучения образец помещался в одно из плеч голографического интерферометра Маха-Цендера. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром от 2 мм до 3 см и превышающим толщину облучаемого образца, что

позволило наблюдать за ростом кратера, изменением плотности и температуры вещества в облучаемой зоне, а также за формированием и распространением в веществе мишени упругих волн. Интерферометр был состыкован со скоростной фоторегистрирующей камерой СФР-1М, плоскость фотопленки в которой была сопряжена с помощью специального объектива с меридианальным сечением воздействующего на образец лазерного луча. Скоростная камера работала в режиме лупы времени. Полученные кадры голограмм сфокусированного изображения имели пространственное разрешение по полю объекта примерно 25 мкм. Временное разрешение составляло примерно 1 мкс. Были проведены специальные исследования профилей кратеров, полей равной плотности и температур для различных образцов и в разные моменты времени. Установлено, что рост кратера продолжался только в течение первых 100 мкс с начала воздействия на образец лазерного излучения, причем при действии лазерного излучения на мишень толщиной 1 мм кратеры образовывались как на облучаемой, так и на тыльной стороне образца. Мы объясняем это тем, что размеры фокальной области (области каустики) фокусирующей системы превышали 1 мм. В последующие моменты времени ($t > 100$ мкс) для образцов толщиной $L > 3$ мм изменения линий равной плотности (и температуры) вещества носили трехмерный (почти сферический) характер и протекали значительно медленнее, чем в первые 100 мкс. В образце толщиной $L = 1$ мм положения линий равной плотности (и температуры) имели радиальный характер и в осевом направлении изменялись незначительно.

Для определения структурных изменений в ПММА под действием лазерного облучения использовался рентгеновский дифрактометр ДРОН-2.0. Излучение $\text{Cu K}\alpha$ — фильтрованное ($\lambda = 1,540 \text{ \AA}$). На рентгенограммах, снятых в интервалах углов дифракции $\varphi = 2\theta$ от 5° до 90° , отчетливо проявляется достаточно выраженные гало в области углов $\varphi = 14^\circ - 18^\circ$ и более размытое гало на углах $\varphi = 27^\circ - 33^\circ$. Рентгенограммы, снятые от образцов ПММА толщиной $L = 3 \text{ мм}$ и более до и после воздействия на них лазерных импульсов, практически одинаковые. Для образцов с толщиной $L = 1 \text{ мм}$ наблюдается для обоих гало изменение их положения (θ), интенсивности (I), полуширины (Δ) и асимметрии (A). Исследованы зависимости указанных параметров от энергии поглощенного лазерного излучения. Отметим, что на рентгенограммах облученных образцов иногда появляются достаточно выраженные селективные (полуширина $\Delta \approx 0,1^\circ$) рефлексы, что говорит о возникновении областей с молекулярным упорядочением в ПММА под действием лазерного излучения, причем появление этой упорядоченной фазы зафиксировано только для поглощенной энергии (E_n) равной 10 и 30 Дж. Для других интенсивностей лазерного излучения появление резких максимумов на дифрактограммах не зафиксировано. Для всех исследованных образцов по формуле Цернике-Принса с учетом поправок на поглощение и поляризацию были рассчитаны корреляционные функции $W(r)$. Анализировались положения и площади максимумов $W(r)$, что позволило установить параметры изменений атомных координаций в ПММА под действием лазерного излучения. При поглощении лазерного излучения ПММА с толщиной 1 мм в нем происходят изменения молекулярной структуры,

которые фиксируются рентгендифрактометрически. Основные изменения наблюдаются в пределах первой и второй атомных координационных сфер. Следовательно, лазерное воздействие не только изменяет взаиморасположение молекул, но и затрагивает их внутреннюю структуру. Увеличение интенсивностей гало и уменьшение их полуширины говорит о том, что степень молекулярного упорядочения увеличивается, причем молекулярная структура аморфного вещества перестает быть однородной, то есть в ней начинается процесс образования молекулярных кластеров. Результаты рентгенографических исследований согласуются с кристаллохимическими параметрами ПММА. Установлено, что изменения молекулярной структуры ПММА под действием мощных световых импульсов обусловлено возбужденными акустическими колебаниями и имеют нетепловой характер.

Проведенные исследования показали, что при действии мощного лазерного импульса на поверхность ПММА происходят изменения молекулярной структуры облучаемого материала. При этом зависимость степени изменения микроструктуры от $E_{\text{л}}$ не является монотонной: наиболее резкие изменения зон упорядочения, степени молекулярного упорядочения и средней плотности вещества наблюдаются при вполне определенных значениях поглощенной энергии (в нашем случае это 10 Дж и 30 Дж). Показано, что указанные явления могут быть связаны с возбуждением в облучаемом образце стоячих акустических волн.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ.

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

*Гродненский государственный университет им.
Я. Купалы. 230023, БЕЛАРУСЬ, г.Гродно, Ожешко 22*

Целью данной работы является исследование влияния электрических полей различной напряженности (от 0 до 10^6 В/м) на пространственную и временную эволюцию поля плотности электронов в лазерной плазме, возникающей при действии миллисекундных лазерных импульсов на поверхности различных металлов (медь, алюминий, олово, свинец, индий).

Излучение рубинового лазера ГОР-100М (длительность импульса в режиме свободной генерации $\sim 1,2$ мс, длина волны $\lambda=693,4$ нм) при помощи фокусирующей системы направлялось через отверстие в электроде на облучаемый образец, который являлся вторым электродом. Энергия лазерного импульса E_0 варьировалась от 5 до 60Дж. Для получения на образце относительно однородного пятна фокусировки излучения с резкими границами диаметром $d=2$ мм использовалась диафрагма диаметром 10мм, изображение которой строилось фокусирующей системой на поверхности мишени. Часть энергии ($\sim 4\%$) лазерного импульса, отраженная от передней грани стеклянного клина, поступала на измеритель энергии ИМО-2Н. Световой поток, отраженный от задней грани клина, направлялся на

коаксиальный фотоэлемент ФЭК-15, что позволяло регистрировать временную форму лазерного импульса при помощи осциллографа С8-13.

Напряжение на электроды подавалось от источника, позволявшего изменять напряжение в пределах от 0 до 25кВ. Внутреннее сопротивление источника равнялось 10МОм. Параллельно электродам через сопротивление с $R=400\text{МОм}$ был подключен осциллограф С8-13. Расстояние между электродами варьировалось от 2 до 8см. Для визуализации и исследования пространственно-временной эволюции поля плотности электронов в лазерном факеле, возникавшем у поверхности облучаемого образца, нами использовался метод скоростной голографической киносъемки. Межэлектродный промежуток помещался в одном из плеч голографического интерферометра Маха-Цендера, который освещался излучением рубинового лазера, работавшего в режиме свободной генерации. Зондирующее излучение направлялось в коллиматор, позволявший получать параллельный световой пучок диаметром 5мм. Поля зрения было вполне достаточно для наблюдения за развитием лазерного факела.

Интерферометр был состыкован со скоростной регистрирующей камерой СФР-1М, плоскость фотопленки в которой при помощи объектива была оптически сопряжена с меридианальным сечением воздействующего на мишень светового пучка. Камера работала в режиме лупы времени, угол голографирования ограничивался конструкцией камеры и был равен 10^{-2} радиан, что обеспечивало фоторегистрирующую разрешающую способность 16 линий на миллиметр. Данная методика позволяла регистрировать голограммы с временным разрешением не хуже 0,8мкс и по ним

восстанавливать поля электронной плотности с пространственным разрешением 25 мкм

Зарегистрированные по описанной выше методике интерферограммы были использованы для расчета полей показателя преломления лазерной плазмы. Определив поле показателя преломления плазмы $n(z, \rho)$, мы можем легко рассчитать и поле концентрации электронов:

$$N_e(z, \rho) = -2\pi m_e c^2 (n(z, \rho) - 1) / e^2 \lambda^2 = -0,233 \cdot 10^{14} \frac{n(z, \rho) - 1}{\lambda^2} \text{ см}^{-3}$$

При подаче на облучаемую мишень отрицательного потенциала V_{oz} и V_{pz} существенно превосходят V_{or} и V_{pr} . При увеличении разности потенциалов U это отличие становится все более заметным: факел как бы «вытягивается» вдоль оси z . При этом по мере приближения фронта плазмы к положительно заряженному электроду V_{pz} увеличивалась, что, очевидно, было связано с увеличением напряженности электрического поля E в разрядном промежутке при неизменной разности потенциалов U ($E = U/l$, где l - расстояние между границей плазменного образования и положительно заряженным электродом). При достижении напряженности пробоя воздуха ($E \sim 1 \text{ МВ/м}$) лазерный факел за время между двумя экспозициями фотопленки ($\sim 0,8 \text{ мкс}$) достигал положительного электрода - происходил пробой нейтрального (неионизированного) воздуха. Напряжение при этом резко уменьшалось и в дальнейшем падало до нуля.

При подаче на облучаемый образец положительного потенциала скорость возбуждаемой в окружающий образец газа ударной волны по нормали к мишени и скорость перемещения границы плазменного фронта вдоль оси z были меньше скорости перемещения ударной волны

и плазменного фронта в радиальном направлении соответственно: факел «прижимался» к мишени, причем тем сильнее, чем больше было напряжение U . В этом случае плазма достигала второго электрода за большее время, чем в отсутствие внешнего электрического поля. На рис.6 представлены зависимости времени τ между началом облучения образца и пробоем воздуха в межэлектродном промежутке от энергии импульса E_0 , при различных значениях напряжения U . Видно, что при больших значениях E_0 пробой наступает раньше. Это является следствием формирования более мощных ударных волн (с большим периодом плотности и давления перед и за фронтом ударной волны, а, следовательно, ее скорости и скорости давления ударно сжатой среды). Подобный эффект наблюдается в отсутствие внешнего поля. Однако по мере увеличения разности потенциала между электродами зависимость τ от E становится менее выраженной: при возрастании U очевидно, по сравнению со свободным разлетом плазмы, роль начинает играть ускорение заряженных частиц (прежде всего электронов) электрическим полем.

THE STARK WIDTH OF THE He II PASCHEN - α LINE

B. VUJIČIĆ, S. KRSTIĆ* AND R. MAKSIMOVIĆ**

Institute of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia

** NIS Department of Development, Narodnog Fronta 12, 21000 Novi Sad, Yugoslavia*

*** Police Academy Belgrade, Belgrade, Yugoslavia*

I. INTRODUCTION

Stark parameters of the some neutral and ionized helium lines are often used for electron density measurements in plasmas (Griem, 1964; 1997). The accuracy of N_e determination achieved in this way often reaches the one obtained by using H_β line. The one most frequently used for diagnostic purposes between He II lines is P_α 468.6 nm line. Its FWHM width ranges from a few angstroms for density around $10^{23} m^{-3}$ to about 80 Å for $N_e \approx 4 \cdot 10^{24} m^{-3}$. Excellent overall agreement which was found between measured (Pittman and Fleurier, 1986; Büscher et al., 1996) and calculated (Griem, 1961) FWHM widths is the basis for the application of this line for plasma diagnostics. The Pittman and Fleurier (1986) relation:

$$N_e = 2.04(\Delta\lambda_{FWHM})^{1.21}$$

obtained from the best fit of experimental data is widely used in diagnostic purposes.

The experimental data for FWHM from about two dozen of papers Büscher et al., (1996) cover the broad range of electron density from $2 \cdot 10^{22} m^{-3}$ up to about $4 \cdot 10^{24} m^{-3}$. However, in the middle of this range there exists only a few measurements published, we have turned our attention to this density region in order to fill in the data gap.

2. EXPERIMENT

The experimental setup for plasma production and techniques of measurements of plasma parameters are described in details in (Ćirković et al., 1982; Vujičić, 1984). The apparatus (Fig. 1) consisted of a TEA CO₂ laser which produced a 10.6 μ m light pulse consisting of a intense peak taking one-third of the energy with 80 ns FWHM, followed by a 2 μ s tail. The total energy of the pulse was 12 J.

The bras axicon mirror coated by nickel, which formed one end of the steel chamber filled by He gas at 70 kPa. concentrates the laser power along axicon focal line. The breakdown arises at the maximum of the laser pulse along the focal line, so that cylindrical plasma, about 35 mm in length and 6 to 10 mm in diameter is formed. The photon drag detectors (FDD) were used for monitoring the incident and transmitted laser pulse shapes. In that way it was possible to monitor continuously shot-to-shot reproducibility of the laser and a

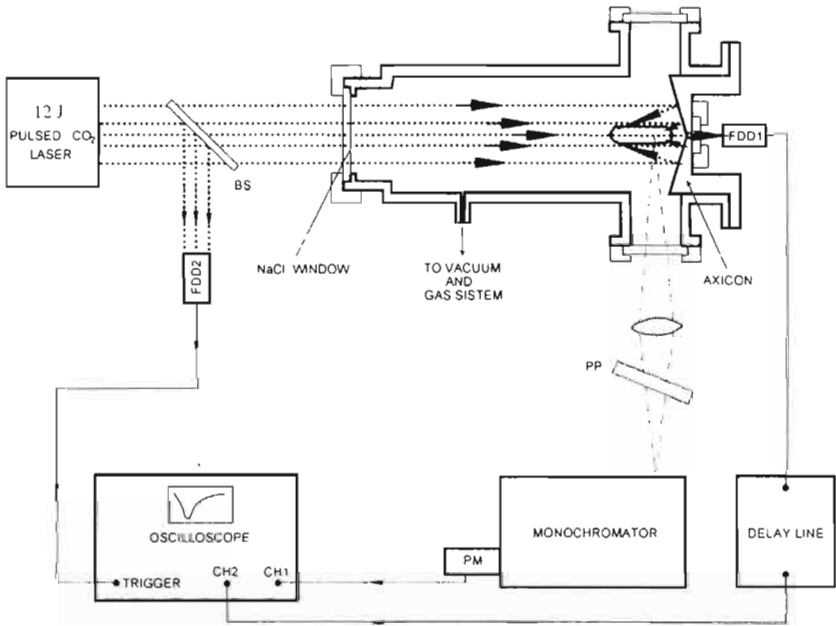


Figure 1

regularity of the breakdown inside the chamber. The sharp maximum of photon drag signal is also used as a trigger signal for the oscilloscope and high speed camera (not shown in Fig. 1). The plasma was observed radially through the side windows. Transverse scanning (scanning perpendicular to the major axis) of the plasma is achieved by placing a thick plane-parallel plate (PP) between the condensing lens and spectrometer slit. Rotation of the plate focuses different radial regions of the plasma on the entrance slit of the monochromator. Thus we are

able to observe plasma radially along the diameter and determine precisely the position of plasma cylinder axis.

The time dependence of plasma cylinder radius which is necessary for interferometric determination of plasma density was obtained by high speed photography and by measuring the radial distribution of continuum radiation from plasma.

3. RESULTS AND CONCLUSIONS

The electron density of plasma was determined by spectroscopic measurements both from the Stark broadening parameters of singly ionized and neutral helium lines and interferometrically. For this purpose the time evolution of the following lines was recorded: He II 320.3 nm and He I 388.9 nm and 501.6 nm. The He II 320.3 nm line was used at early stage of plasma evolution starting from 0.25 μs after the breakdown while for period $t > 2 \mu\text{s}$ after breakdown the He I lines and interferometry was used. For interferometric measurements the Mach-Zender interferometer with He-Ne laser was used.

He I lines were strongly self-absorbed for $t < 2 \mu\text{s}$, so the measured halfwidths are not too reliable. Due to bad signal to noise ratio for the measured He II line the electron densities at early phase of plasma evolution ($N_e \geq 6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$) are not too reliable. Estimated error in density determination for this period is about 20%. The agreement between the results obtained by interferometry and using He I lines was very good and lies within 7% limits. The final values of N_e were obtained by averaging all experimental data.

The electron temperature in the range of 52 to 65 kK was determined from the ratio of intensities of the He II 468.6 nm and He I 587.6 nm lines. The main source of experimental error in this case was the strong self-absorption of the He I line. Since the intensities of this line were corrected for self-absorption, and the method itself is insensitive to the error of line intensity ratio measurement, we took 10% as a reasonable estimate of the temperature determination error.

We determine FWHM of the line for different densities and mentioned electron temperatures from the recorded He II P_α profiles at different moments after breakdown. The results are given in Fig. 2 together with recent results of Srećković and Djeniže (2000) and calculations of Griem (1961), Kcpllc (1968) and Greene (1976).

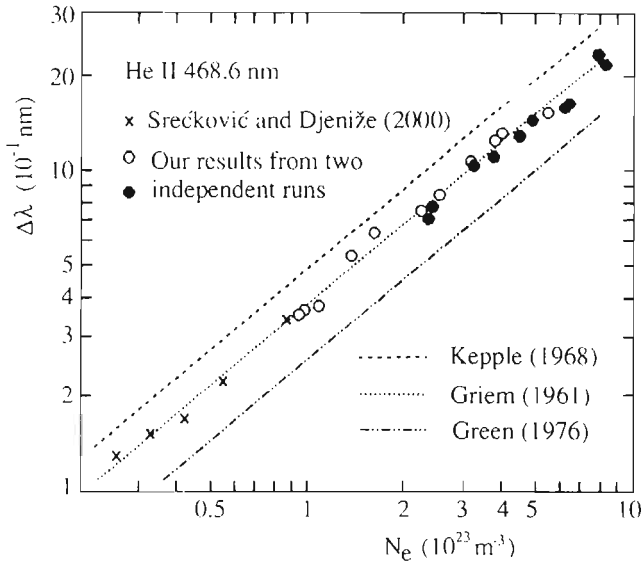


Figure 2

Measured widths agree within a few percent with the calculations of the Griem (1961) and best fit curve obtained by Pittman and Fleurier (1986) at the whole investigated electron density region. This not only confirm the applicability of the given line for the determination of electron density in the broad interval, but also provides us with data in the density range that were scarce in the literature.

REFERENCES

- Büscher, S., Glenzer, S., Wrubel, Th. and Kunze, H. J. : 1996, *J. Phys. B* **29**, 4107.
 Čirković, Uj. M., Vujičić, B. T. and Glišić, S. M. : 1982, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **15**, 229.
 Greene, R. L. : 1976, *Phys. Rev. A* **14**, 1447.
 Griem, H. R., Shen, K. Y. : 1961, *Phys. Rev. A* **122**, 1490.
 Griem, H. R. : 1964, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York.
 Griem, H. R. : 1997, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge Univ. Press
 Kepple, D., Griem, H. R. : 1968, *Phys. Rev. A* **173**, 317.
 Pittman, T. L., Fleurier, C. : 1986, *Phys. Rev. A* **33**, 1291.
 Vujičić, B. T. : 1984, *The Physics of Ionized Gases*, Ed. Popović, M. M. and Krstić, P., World Sci. Publ. Singapore, p. 747

LASER INTERACTION WITH PROTECTIVE COATINGS

B. Gaković, M. Trtica, T. Nenadović, S. Petrović, M. Dramićanin
Institute of Nuclear Sciences "Vinča", P.O.B. 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia
E-mail: biljagak@ri270.vin.bg.ac.yu

1. Introduction

The surface modification studies of protecting coatings with various types of energetic beams, including laser beams, are of great fundamental and technological interest. The surface changes during the interaction processes depend on the beam characteristics, target properties and types of surrounding atmosphere. In an advanced technology application exists a great interest for ceramic coatings, among them especially for titanium ceramics: titanium nitride (TiN), titanium-aluminum nitride (TiAlN) and titanium diboride (TiB₂) (Nenadović, 1997) still exists.

In this work the morphological changes of titanium-ceramics coatings deposited on steel, induced by laser beam, were studied. For this purpose Transversely Excited Atmospheric (TEA) CO₂ laser operating in two different temporal pulse modes was used. Laser induced surface modifications of coatings were observed after 20-500 cumulative pulses action. Threshold damage and the damage yield have been monitored in the course of this work.

2. Experimental

The pulsed laser beam (10.6 μm) is produced by an UV preionized, TEA CO₂ laser. The laser operated with nontypical gas mixtures CO₂/X where X= N₂/H₂ or X= H₂ (Trtica, 2000). The laser operates in two regime: a tail (A pulse type) and tail-free (B pulse type) regime (Fig.1). The laser gave multimode output. The beam cross-section had a typical quadratic form so that the spatial-uniform distribution of intensity can be assumed. Pulse energy output was up to 200 mJ for A pulse and up to 40 mJ for B pulse type. The focused laser beam interacted with coatings at a normal angle in related to the surface in air.

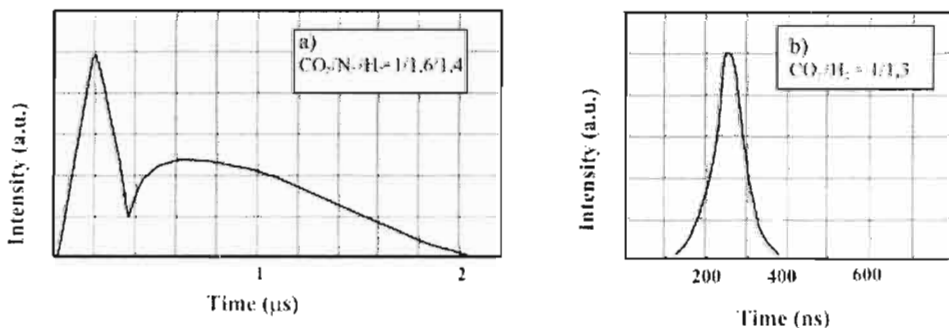


Fig. 1. Temporal shapes of the CO₂ laser pulses used in the experiment: (a) pulse type A (FWHM= 120 ns, tail= 2 μs), (b) pulse type B (FWHM= 80 ns).

The coatings were deposited onto polished steel substrate (high resistant stainless steel AISI 316 and high-speed tool steel AISI M2) by reactive ion sputtering (TiN and TiAlN) and by direct electron beam evaporation (TiB₂). The coatings thickness ranged from 1 to 3 microns. The crystal structure and the composition of the coatings have been performed by X-ray diffraction analysis (XRD) and energy dispersive analysis (EDAX). Optical microscopy, scanning electron microscopy (SEM) and atomic force microscopy (AFM) analyzed the targets morphology before and after laser beam interaction.

3. Results and Discussion

XRD as well as EDAX analysis made before laser irradiation of TiN (Ti,Al)N and TiB₂ coatings have confirmed their polycrystalline structure and the adequate composition of deposited layer. When the laser irradiates the surface, a part of beam energy is absorbed, converted into the heat and consequently, the surface temperature increases. The surface temperature variation $\Delta T(t)$ is directly depending on target absorptivity A (Ursu, 1991). For the investigated coatings, there are no literature data for the absorptivity in spectral range of CO₂ laser radiation. The obtained values of reflectivity R (and absorptivity, $A=1-R$) of coatings are different, depending on their composition and the substrate on which they were deposited, Table 1.

Table 1. Reflectivity of substrates and coatings.

Target:	AISI 316	TiN/ AISI 316	TiB ₂ / AISI 316	AISI M2	TiN/ AISI M2	(TiAl)N/ AISI M2
R [%] (10.6 μm)	86.0	96.0	90.0	83.5	93.0	74.5

Investigation of morphological changes in coatings induced by the laser irradiation has shown their dependence on number of laser pulses: total deposited energy and laser pulse shape. In order to perform quantitatively analysis of pulsed laser beam-target interaction the damage threshold and damage yield has been determined. A damage threshold was defined as the minimum fluence that creates a detectable damage to the surface (Gaković, 1999). The results are presented in Table 2.

Table 2. Damage threshold dependence of laser pulse shape.

Coating	<i>A pulse</i> ($M [J/cm^2]$)	<i>B pulse</i> ($M [J/cm^2]$)
TiN/AISI 316	30.4	9.9
TiN/AISI M2	7.6	6.5
(Ti,Al)N/AISI M2	1.4	5.4
TiB ₂ /AISI 316	6.9	2.2

The results have shown that the damage yield of titanium ceramics coatings depends on laser pulse shape (Fig. 2.). A_s and A_0 represents the modified area on target surface after multiple and one laser pulse, respectively.

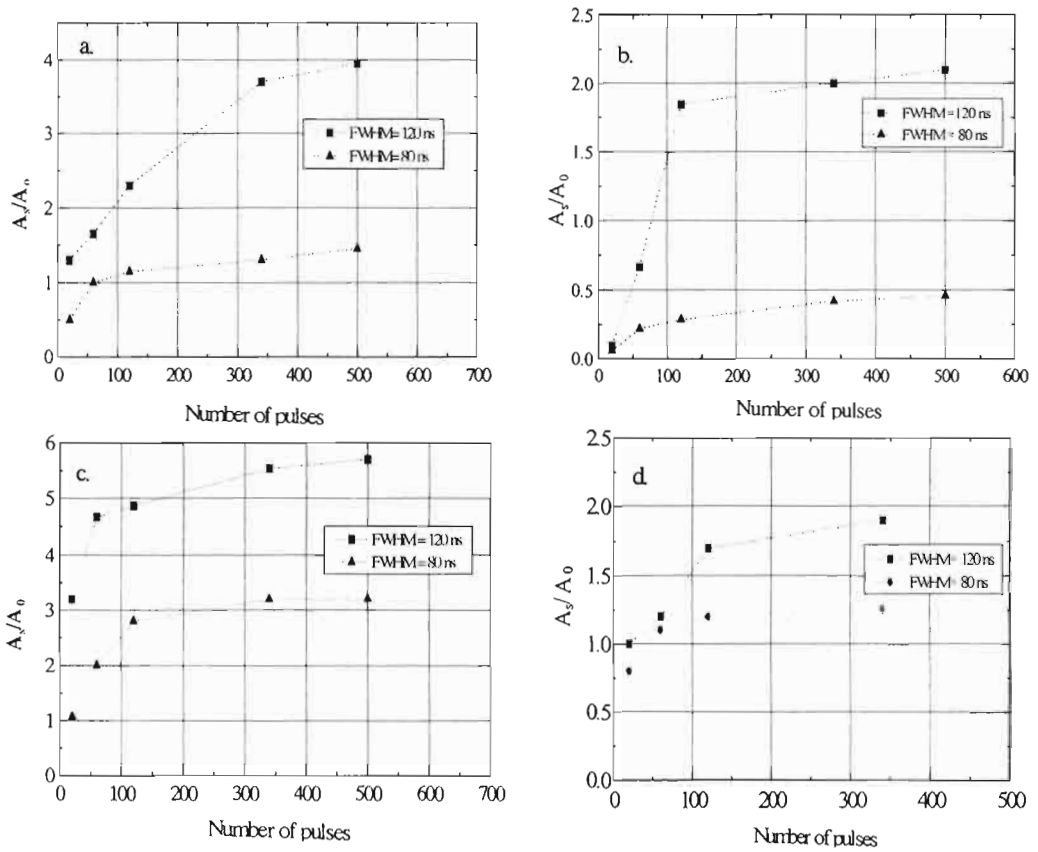


Fig. 2. Damage yield (A_s/A_0) as a function of laser pulse shape and the number of pulses: (a) TiN deposited on steel AISI 316, (b) TiN on AISI M2, (c) (TiAl)N on M2 and (d) TiB₂ on AISI 316 (Laser peak power density= 170 MW/cm²).

The effects of cumulative laser pulse action on titanium-ceramic coatings were at first analyzed by optical microscopy and details have been obtained by scanning electron microscopy (SEM). Atomic force microscope (AFM) used in these investigations has a mode for three dimensions analysis of the target surface and the topographical changes were observed by this mode. The morphology changes of the TiN/AISI 316, deposited by direct current reactive ion sputtering, thickness of 0.85 micron, induced with 340 cumulative pulses B type without tail, are presented in Fig.3. The laser peak power density was 170 MW/cm² and was kept constant.

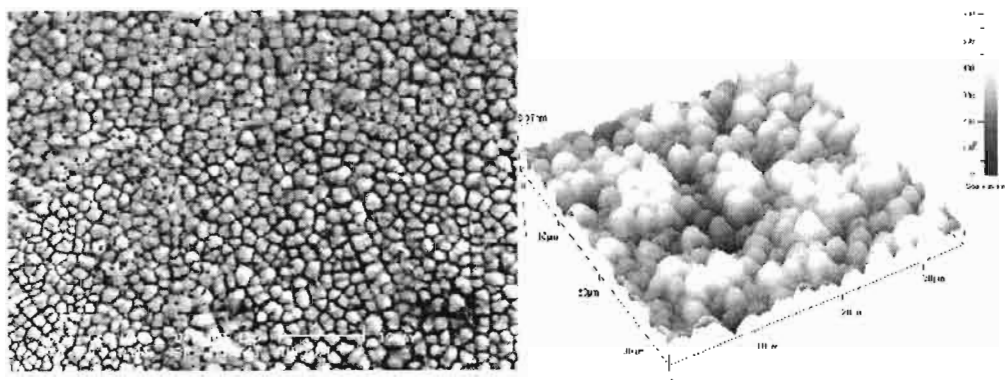


Fig. 3. The morphology changes on TiN/AISI 316 induced by 340 cumulative laser pulses type B (FWHM = 80 ns): (a) by SEM analyzes (bar = 10 μm) and (b) by AFM (scan 35 μm x 35 μm).

4. Conclusions

Protective coatings of TiN, (Ti,Al)N and TiB₂ with adequate quality after deposition process were obtained. The coatings have a fine columnar and fibrous structure and satisfactory mechanical properties.

The results obtained by SEM and AFM have shown that TiN coatings deposited on different substrates have similar behaviour under cumulative laser irradiation. (TiAl)N coating posses lowest reflectivity and most expressed chemical affinity of surface at high temperature. Consequently, significant morphological changes were obtained. Among the coatings, the difference between thermophysical characteristics of substrate and deposited TiB₂ are the highest and under cumulative laser pulse irradiation, the exfoliation is the dominant effect. For all coatings, damage yield was more prominent for laser operating in pulse with tail- A pulse type.

References

- Nenadović T., Pavlović T., *Fizika i tehnika tankih slojeva*, Beograd 1997.
 Trtica M., Gaković B. Nenadović T., *SPIE Proceedings*, Vol.3885 (2000) 517 – 525.
 Ursu I., Mihailescu I., Prokhorov A., Konov V., *Laser Heating of Metals*, Acad.R.S., Bucuresti 1991.
 Gaković B., Trtica M., Nenadović T., Obradović B., *Thin Solid Films*, 343 (1999) 269-272.

SPECTRA OF THE GRIMM TYPE GLOW DISCHARGE IN THE VICINITY OF HYDROGEN L_{α} LINE

M.R. GEMIŠIĆ¹, B.M. OBRADOVIĆ², I.P. DOJČINOVIĆ²,
M.M. KURAICA², J. PURIĆ², N. KONJEVIĆ²

¹*Center for Science and Development of Technology
Obiličev venac 26, 11001 Belgrade*

²*Faculty of Physics, University of Belgrade, P.O. Box. 368, 11001 Belgrade
E-mail: mgemisic@rudjer.ff.bg.ac.yu*

ABSTRACT. We report in this paper preliminary investigations of the hydrogen spectra of the Grimm type glow discharge in VUV region. The influence of the cathode material to the intensity of L_{α} line is determined.

1. INTRODUCTION

The glow discharge source between a flat cathode and a hollow anode was described by Grimm (Grimm, 1968) and studied for the last few years in our laboratory (Kuraica et al. 1991, Kuraica et al. 1997). This is well-established excitation source for analysis of the composition of conducting solid samples by atomic emission and absorption spectroscopy. The cathode material is atomized and excited through the processes of intense sputtering which influences considerably elementary processes in glow discharge plasma. Here we report measurements of the influence of the cathode material to the intensity of the L_{α} line.

2. EXPERIMENTAL SETUP

The discharge source was modified Grimm GDS constructed in our laboratory following the design of Ferreira (Ferreira et al. 1980). It was described in detail elsewhere (Kuraica et al. 1991), so minimum details were be given here for completeness. In order to perform VUV spectroscopy the length of the discharge chamber was decreased in comparison with our previous design (Kuraica et al. 1991). The cylindrical brass chamber 110 mm long and 40mm in diameter has a flange on the bottom so that discharge can be directly mounted on monochromator slit and observed end-on. The hollow anode was 30 mm long with inner and outside diameter of 8 and 13 mm. Onto the water-cooled hollow holder of the cathode, the exchangeable copper or iron electrode 5 mm long and 7.6 mm in diameter can be tightly screwed to ensure good cooling. The cathode is mounted inside hollow anode. The discharge chamber is evacuated in the typical way for the Grimm discharge and in addition trough the slit of the vacuum spectrometer. With two stages mechanical pump the whole system was evacuated to one Pascal. In order to prevent back streaming of oil vapours, the zeolite trap is mounted on vacuum pump. The gas flow is controlled by needle valve and gas pressure was measured by mechanical and Pirani gauge. To run the discharge, a 0 - 2 kV and 0 - 100 mA current stabilized power supply was used. A ballast resistor of 10 k Ω is placed in series with the discharge and power supply.

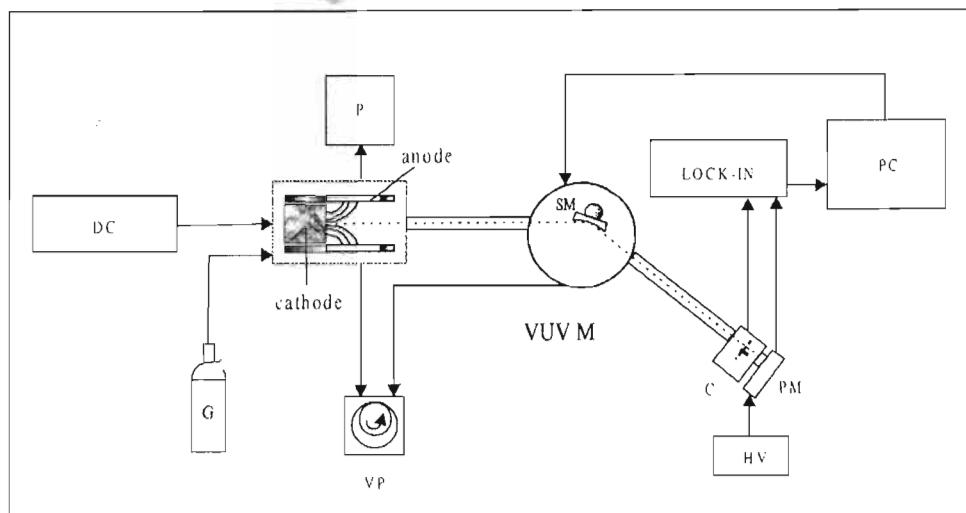


Fig.1. Experimental setup. DC – power supply, P – pressure measurement, VUV M – vacuum uv monochromator, SM – step motor, VP – vacuum pump, C – chopper, PM – photomultiplier, HV – high voltage power supply for PM.

The radiation from the discharge source is spectrally analysed by Seya-Namioka monochromator (JOBIN-YVON LHT 30) with toroidal reflection grating (horizontal and vertical radius of curvature 1000 mm and 103 mm, respectively, 275 grooves mm^{-1} , inverse dispersion 2 nm/mm); 0.1 mm entrance and exit slits were used. Monochromator is equipped with a stepping motor, which enables a minimum wavelength change in steps of 0.01 nm. The radiation detection system consists of the glass window covered with the layer of sodium salicylate, which converts ultraviolet radiation into visible light. The radiation is then chopped at a frequency of 372 Hz (SR 540 Stanford Research System variable frequency chopper unit) and focused on photomultiplier HAMAMATSU R212. The signals from photomultiplier were amplified and digitalized by an SR 510 lock-in amplifier (Stanford Research System) and transferred to a PC that also controls step motor.

3. RESULTS AND DISCUSION

The spectra in the range of 80 to 170 nm are observed in the discharge in pure hydrogen. The Lyman – alpha line dominates the spectrum, but the largest portion of the spectra is covered by band structure of molecular hydrogen, see Fig.2. (At 167 nm H_2 continuum starts). Spectrum intensity dependence upon pressure is observed for Cu and Fe cathode. In both cases it is noted that band spectra increase as the pressure increases while the atomic line is not so much pressure dependent, see Fig.2 and Fig.3.

The comparison of spectra obtained with Cu and Fe cathode under the same discharge conditions (same power and pressure) shows that L_α is more intense with Cu cathode while the H_2 molecular band remained with the same intensity, see Fig.4.

By measuring the whole spectrum with Cu cathode for different power input it was determined that L_α intensity increases with power while the molecular band spectra do not change noticeably. In case of Fe cathode both L_α and the band spectrum intensities are increased as power increases.

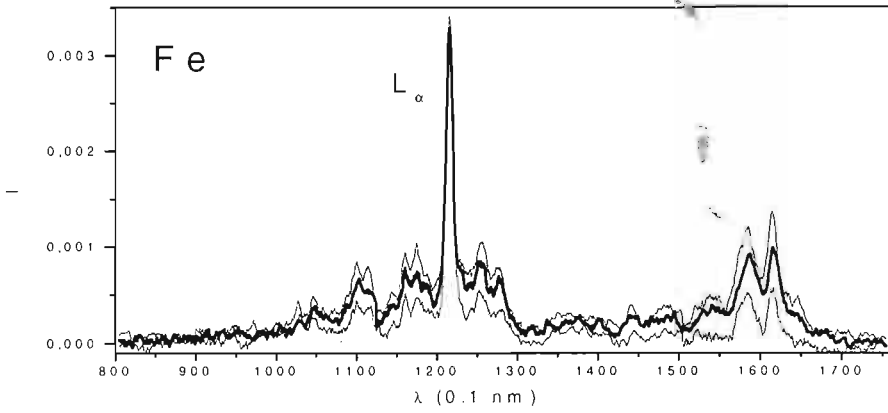


Fig.2. Pressure dependence for Fe cathode; power input 17.5 W, pressures: 2700, 3400, 3900 Pa.

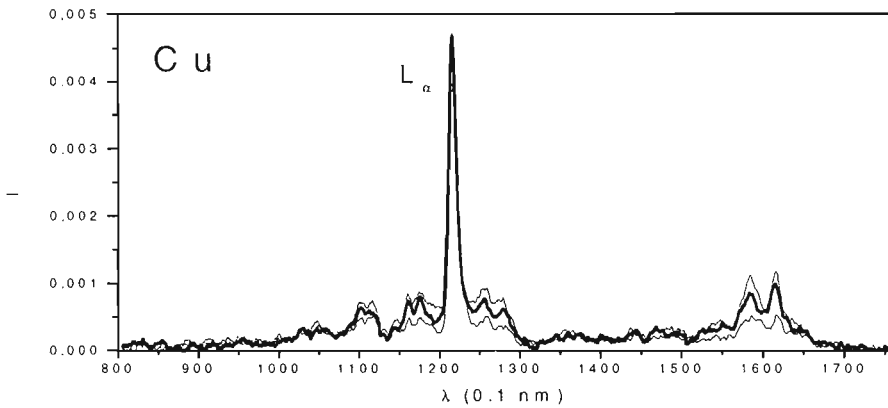


Fig.3. Pressure dependence for Cu cathode; power input 17.5 W, pressures 2700, 3400, 3900 Pa

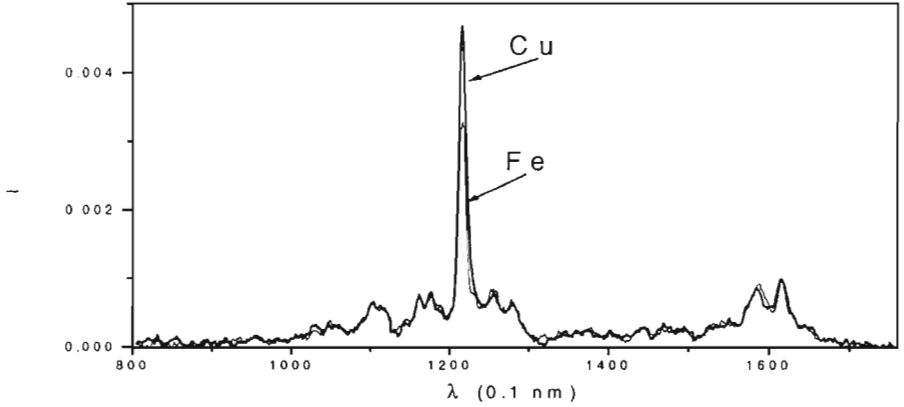


Fig.4. Spectra with Cu and Fe cathode under the same conditions $p=3400$ Pa, $P=17.5$ W

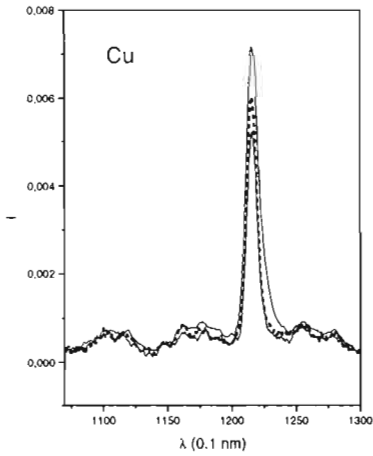


Fig.5. Intensity dependence versus power input for Cu cathode $p=3400$ Pa; $P=8.9$; 15.9 and 28.6 W

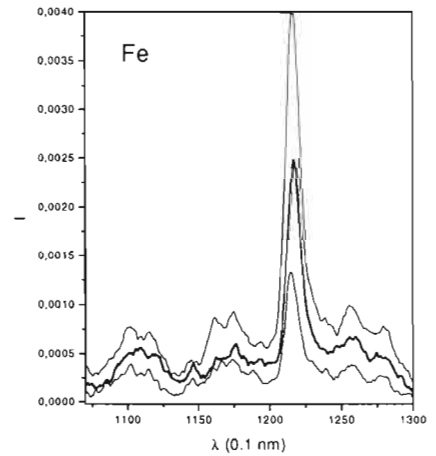


Fig.6. Intensity dependence versus power input for Fe cathode $p=3400$ Pa; $P=6.7$; 14.6 and 28.6 W

References

- Grimm W.: 1968, *Spectrochim. Acta Part B*, **23**, 443.
 Kuraica M., Konjević N., Platiša M., Pantelić D.: 1991, *Spectrochim. Acta Part B*, **47**,457.
 Kuraica M., Konjević N., Videnović I.R.: 1997, *Spectrochim. Acta Part B*, **52** ,745.
 Wagatsuma K., Hirokawa K.: 1996, *Spectrochim. Acta Part B*, **51**, 349.
 Ferreira N.P., Human H.G.C., Butler L.R.P.: 1980, *Spectrochim. Acta Part B*, **35**, 287.

ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭРОЗИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ
ФАКЕЛАХ.

Гончаров В.К.

Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем
им. А.Н.Севченко, ул. Курчатова, 7, Минск, 220064, Беларусь, тел. 017-
2775644, e-mail: sikolenko@pfp.bsu.unibel.by

Аннотация. Представлены результаты экспериментальных исследований продуктов лазерной эрозии металлических мишеней вблизи поверхности. Изучена динамика жидкокапельной фазы материала мишени, механизмы ее образования и условия смены этих механизмов.

Исследования приповерхностной зоны эрозионных лазерных факелов затруднено из-за формирования с течением времени эрозионной лунки, которая своими краями экранирует разрушающуюся поверхность. С целью решения этой проблемы была выбрана лазерная мишень в виде цилиндра, на торец которого направлялось лазерное излучение. Диаметр цилиндра совпадал с диаметром пятна облучения. При этом торец цилиндра под действием лазерного излучения равномерно разрушался, не образуя эрозионной лунки.

С помощью поперечного зондирования излучением вспомогательного рубинового лазера удалось исследовать процессы в эрозионном лазерном факеле вблизи поверхности мишени вплоть до расстояний 0,1 мм. Воздействие на мишень производилось излучением прямоугольного импульса неодимового лазера длительностью 400–500 мкс. Такие исследования позволили определить начало объемного парообразования в различных мишенях в зависимости от плотности мощности воздействующего лазерного излучения. Экспериментально показано, что при движении навстречу лазерному лучу частицы жидкокапельной фазы, поступающие в эрозионный факел за счет объемного парообразования, из-за нагрева дробятся и доиспаряются. Исследования динамики частиц жидкокапельной фазы материала мишени в эрозионных факелах при различных пятнах облучения плоских мишеней, когда их диаметр больше пятна облучения, позволили обнаружить размерный эффект задержки смены механизмов образования частиц конденсированной фазы в эрозионных лазерных факелах.

ПОЛУЧЕНИЕ, ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРИМЕНЕНИЕ
АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНОК, ОСАЖДАЕМЫХ НА ПОДЛОЖКИ
ПОСРЕДСТВОМ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГРАФИТОВУЮ МИШЕНЬ.

Гончаров В.К., Деменщенок А.Н., Пузырев М.В.

Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем
им.А.Н.Севченко, ул. Курчатова, 7, Минск, 220064, Беларусь, тел. 017-
2775644, e-mail: sikolenko@pfp.bsu.unibel.by

Аннотация. Исследованы свойства алмазоподобных пленок, полученных воздействием импульсного лазерного излучения на графитовую мишень. Пленки осаждались на металлические подложки. Испарение графита производилось неодимовым лазером в вакууме. Показана возможность использования таких пленок для упрочнения поверхностей сверхтонких дисков, предназначенных для обработки природных алмазов.

Введение. Проблема получения алмазоподобных пленок в настоящее время является достаточно актуальной. По своим свойствам они близки к алмазу, что открывает широкие перспективы для их применения в микроэлектронике, машиностроении, медицине. Наибольший интерес представляет метод осаждения таких пленок на различные подложки путем испарения графита с помощью лазерного излучения. Это метод обладает рядом преимуществ. Лазерное излучение "стерильно", кроме того, в этом методе достаточно легко контролировать технологические параметры. Напыление в вакууме также позволяет почти полностью исключить попадание в пленку тех химических элементов, которые входят в состав атмосферы.

Экспериментальная установка и методика эксперимента. Экспериментальная установка состоит из вакуумной камеры и неодимового лазера (длина волны воздействующего излучения $\lambda=1,06$ мкм, длительность импульса ~ 50 нс). Вакуум в камере составлял 10^{-5} Торр. Графитовая мишень располагалась под углом 45° к оси воздействующего луча неодимового лазера. Подложка располагалась параллельно графитовой мишени. Напыление производилось на предметное стекло, а также бронзовые подложки при различных энергиях

лазерного излучения. Спектры комбинационного рассеяния (КР-спектры) снимались на промышленном спектрометре SPEX 1403.

Результаты и их обсуждение. Особый интерес представляет изучение оптических параметров алмазоподобных пленок, в частности коэффициента пропускания, так как в дальнейшем их можно было бы использовать для защиты различных оптических элементов без каких-либо значительных искажений, вносимых со стороны пленок. Для простоты исследования пленки наносились на предметное стекло. У всех пленок при напылении оставался один неизменный параметр – это

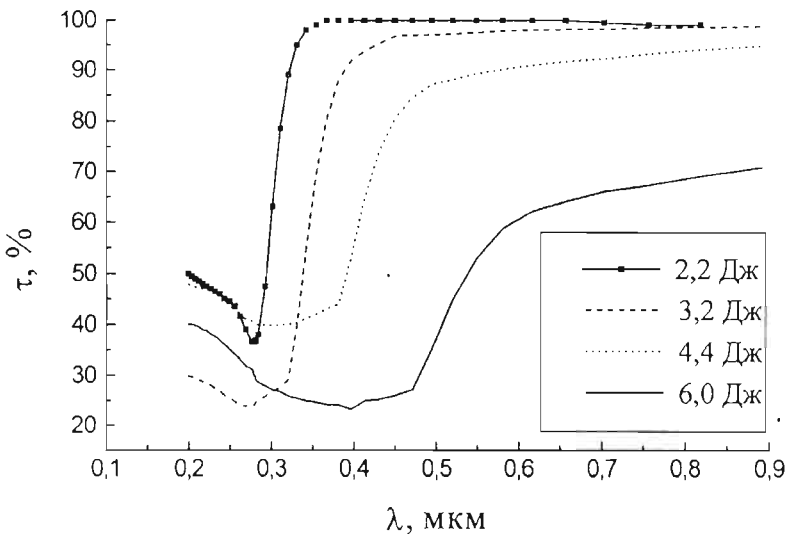


Рис.1. Зависимость коэффициента пропускания алмазоподобных пленок от длины волны при различных энергиях воздействующего лазерного излучения неодимового лазера.

количество моноимпульсов, которыми воздействовали на графитовую мишень. В наших экспериментах их было 100. Спектры пропускания снимались на приборе SPECORD M40. Результаты эксперимента изображены на рисунке 1.

Как видно из рисунка с уменьшением энергии воздействующего лазерного излучения оптические характеристики пленок улучшаются. А пленка, осажденная при энергии испаряющего лазера 2,2 Дж, практически

полностью прозрачна в диапазоне длин волн 0,3–0,9 мкм. В силу того, что получение этих пленок достаточно трудоемкий процесс, образцы изготавливались таким образом, чтобы можно было проводить их комплексное исследование. В связи с тем, что пленка с энергией менее 2 Дж визуальна совсем не заметна, работа с ней сильно затруднена. Но можно предположить, что она будет прозрачна в более широком диапазоне, чем предыдущие.

При изучении алмазоподобных пленок одним из информативных методов при определении особенности их структуры является метод КР. Измерения проводились при следующих параметрах: температура датчика (ФЭУ-R928) 243К, мощность излучения на образце составляла 0,36 Вт, размер лазерного пучка на образце был ~ 10-15 мкм. Спектральная ширина входных и выходных щелей – 3,75 см⁻¹. Целью данных исследований являлось определить, как изменяется фазовый состав пленок в зависимости от энергии испаряющего лазера. Пленки наносились на бронзовые подложки. Количество моноимпульсов для одного образца составляло 100.

Результаты экспериментов изображены на рис.2.

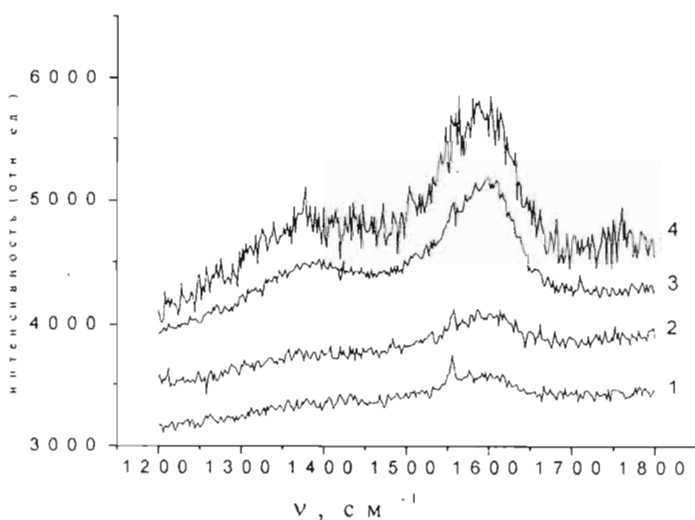


Рис. 2. Спектры комбинационного рассеяния алмазоподобных пленок. 1-энергия испаряющего лазера 2,3 Дж, 2-3,1 Дж, 3-4,2 Дж, 4-5,9 Дж. Количество моноимпульсов – 100.

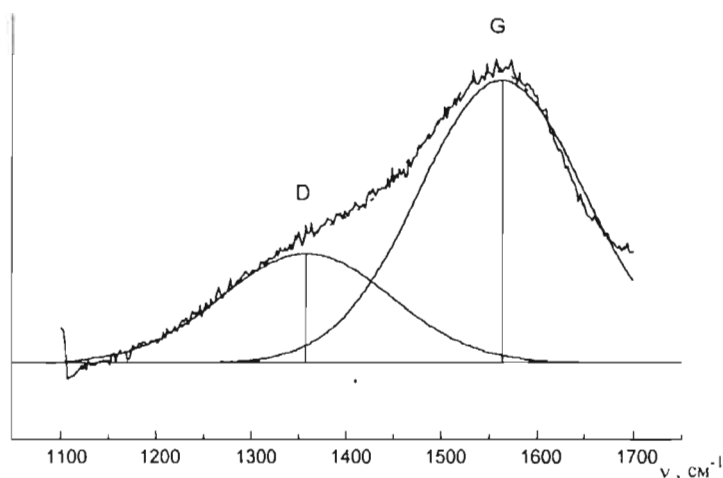


Рис. 3.

Полученные спектры обрабатывались кривыми Лоренца, как показано на рис.3. При обработке рассчитывались положения максимумов, а также, полуширина линий.

Эксперименты показали, что с изменением энергии существенного смещения в положении и в изменении полуширины G-линии не происходит. В то же время с увеличением энергии происходит уширение D-линии. По нашему мнению это связано с увеличением разупорядоченности в атомах, обладающих sp^3 гибридизацией.

С целью практического применения пленки наносились на диски, предназначенные для распиловки кристаллов природного алмаза. Диски имели бронзовую основу, толщина их была 0,5–0,7 мм. Предварительно в диски с помощью ультразвукового шаржирования внедрялись кристаллики искусственного алмаза. Затем сверху наносилась алмазоподобная пленка. Пленка связывала кристаллы между собой, а также с основой диска. Испытания показали, что благодаря пленке удалось повысить стойкость дисков в 1,5 раза и уменьшить температуру в зоне распила на 30-40%.

Таким образом, результаты данных экспериментов позволили найти оптимальные режимы воздействующего лазерного излучения, при котором можно получить алмазоподобные пленки с наилучшими оптофизическими характеристиками.

СМЕНА МЕХАНИЗМОВ ОБРАЗОВАНИЯ ЖИДКОКАПЕЛЬНЫХ
ЧАСТИЦ В ЭРОЗИОННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ФАКЕЛАХ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ
РАЗМЕРОВ ПЯТЕН ОБЛУЧЕНИЯ.

Гончаров В.К., Загорский А.В., Пузырев М.В., Чернявский А.Ф.

Научно-исследовательский институт прикладных физических проблем
им.А.Н.Севченко, ул. Курчатова, 7, Минск, 220064, Беларусь, тел. 017-
2775644, e-mail: sikolenko@pfp.bsu.unibel.by

Аннотация. Определены условия существования размерного эффекта смены механизмов каплеобразования в эрозионных лазерных факелах.

Как известно, при воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности (10^5-10^8 Вт/см²) на металлы продукты разрушения состоят из паров, плазмы и частиц конденсированной фазы. Первоначально в эрозионный лазерный факел поступает мелкодисперсная жидкокапельная фаза, формирующаяся за счет объемного парообразования. Затем по мере роста глубины лунки и формирования достаточно толстого слоя жидкой фазы в зоне лазерного воздействия в эрозионный факел начинают поступать более крупные жидкие капли за счет гидродинамического механизма. Масса жидкокапельной фазы, поступающей в эрозионный факел за счет гидродинамического механизма, значительно больше, чем за счет объемного парообразования. Поэтому в момент включения гидродинамического механизма можно говорить о смене механизма формирования в эрозионном лазерном факеле жидкокапельной фазы. Образование жидкокапельной фазы за счет гидродинамического механизма происходит следующим образом. Как только формируется эрозионная лунка, глубина которой соизмерима с диаметром, то жидкая фаза, образующаяся на стенках за счет нагрева продуктов эрозии дефокусированным лазерным излучением, излучением паров и плазмы, а также за счет конвекции, начинает уноситься истекающими продуктами эрозии из лунки в виде довольно крупных капель. Таким образом реализуется режим абляции. Эти капли, как правило, находятся вблизи границы эрозионного факела. Их траектории составляют конус, образованный стенками лунки. В том случае, когда диаметр эрозионной лунки значительно больше ее глубины (случай близкий к одномерному), формирование крупных жидких капель за счет абляции затруднено и в

факел поступают мелкие частицы за счет объемного парообразования. Однако в этом случае к концу лазерного импульса импульсом давления жидкая фаза, наработанная в течение лазерного воздействия, выдавливается из лунки и за счет гидродинамического механизма происходит интенсивный выброс крупных капель.

При малых плотностях мощности воздействующего лазерного излучения существует временная задержка смены механизмов образования жидкокапельной фазы. При увеличении плотности мощности происходит более быстрое формирование лунки и смена механизмов образования частиц конденсированной фазы происходит быстрее. Если облучать металлическую мишень при одной и той же плотности мощности лазерного излучения, но изменять диаметры пятен облучения, то переход от одномерного случая к двумерному должен происходить быстрее при меньших пятнах облучения. При этом смена механизмов образования частиц конденсированной фазы в меньших пятнах происходит с меньшей задержкой. Это хорошо иллюстрируется результатами экспериментов по воздействию прямоугольных импульсов излучения неодимового лазера

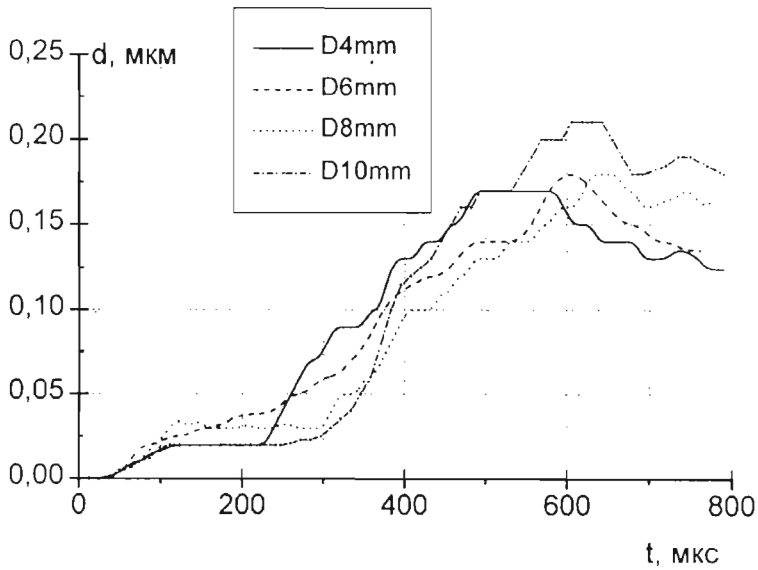


Рис.1

длительностью 400–450 мкс на свинцовую мишень с плотностью мощности $6,6 \cdot 10^5$ Вт/см².

На рис.1 изображены изменения диаметров d частиц жидкокапельной фазы во времени для различных пятен облучения. На рис.2 представлены времена задержки Δt смены механизмов образования частиц жидкокапельной фазы в зависимости от диаметра d пятен облучения.

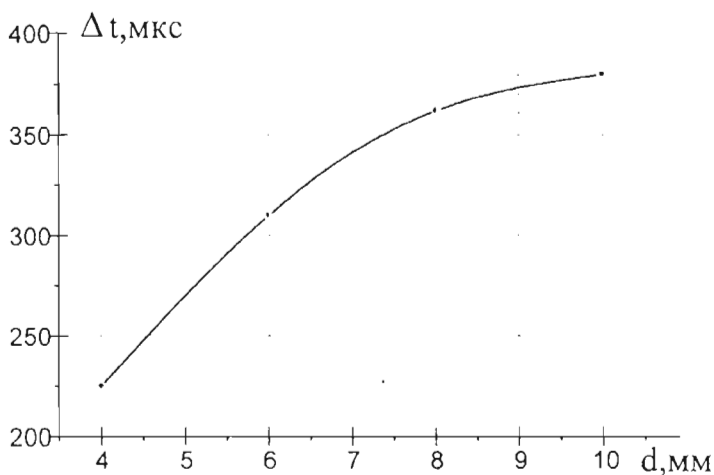


Рис.2

Как следует из экспериментов со свинцовой мишенью задержка смены механизмов образования в эрозионном лазерном факеле частиц конденсированной фазы достаточно заметно изменяется при увеличении пятен облучения вплоть до 8–9 мм. При дальнейшем увеличении пятен облучения задержка смены каплеобразования в эрозионном лазерном факеле достигает максимального значения и в дальнейшем практически не изменяется. Эти результаты необходимо учитывать при сравнении одномерных теоретических расчетов с результатами различных экспериментов.

MODIFIED SEMIEMPIRICAL METHOD 1980 - 2000

MILAN S. DIMITRIJEVIĆ

*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11160 Belgrade, Yugoslavia**E-mail: mdimitrijevic@aob.bg.ac.yu*

It is more than twenty years from the formulation of the modified semiempirical (MSE) approach (Dimitrijević and Konjević, 1980) for the calculation of Stark broadening parameters for non-hydrogenic ion spectral lines. Within this period the considered method has been applied successfully many times for different problems in astrophysics and physics. Besides the Stark broadening investigation of particular spectral lines in laboratory and astrophysical plasmas, the considered method has been successfully applied e.g. for the research of elemental abundances in normal late-B and HgMn stars (Smith, 1993) and hot white dwarfs (Chayer et al, 1995b), investigations of abundance anomalies in stars (Michaud and Richer, 1992), radiative acceleration calculation in stellar envelopes (Gonzales et al., 1995), consideration of radiative levitation in hot white dwarfs (Chayer et al 1995ab), opacities for classical cepheid models (Iglesias et al., 1990), design of new lasers (Decker and London, 1998), spectroscopic diagnostics of railgun plasma armatures (Bakshi et al., 1993)... The MSE method entered in computer codes, as e. g. OPAL opacity code (Rogers and Iglesias, 1995), handbooks (Vogt, 1996) and monographies (Gray, 1992; Griem, 1997).

In comparison with the full semiclassical perturbation approach and the Griem's (1968) semiempirical approach who need practically the same set of atomic data, the modified semiempirical approach needs a considerably smaller number of such data. In fact, if there are not perturbing levels strongly violating the assumed approximation, for e.g. the line width calculations, we need only the energy levels with $\Delta n = 0$ and $\ell_{if} = \ell_{i\ell} \pm 1$, since all perturbing levels with $\Delta n \neq 0$, needed for a full semiclassical investigation or an investigation within the Griem's (1968) semiempirical approach, are lumped together and approximately estimated. Here, n is the principal and ℓ the orbital angular momentum quantum numbers of the optical electron and with i and f are denoted the initial and final state of the considered transition.

Due to the considerably smaller set of needed atomic data in comparison with the complete semiclassical or Griem's (1968) semiempirical method, the MSE method is particularly useful for stellar spectroscopy depending on very extensive list of elements and line transitions with their atomic and line broadening parameters where it is not possible to use sophisticated theoretical approaches in all cases of interest.

The MSE method is also very useful whenever line broadening data for a large number of lines are required, and the high precision of every particular result is not so important like e.g. for opacity calculations or plasma modeling. Moreover, in

the case of more complex atoms or multiply charged ions the lack of the accurate atomic data needed for more sophisticated calculations, makes that the reliability of the semiclassical results decreases. In such cases the MSE method might be very interesting as well.

In order to complete as much as possible the available Stark broadening data for astrophysical, laboratory, laser produced and technological plasmas investigation and modeling Belgrade group (Milan Dimitrijević, Luka Popović, Vladimir Kršljanin, Nenad Milovanović, Dragana Tankosić) has applied the MSE method (Dimitrijević and Konjević, 1980, 1981; 1987; Dimitrijević and Kršljanin, 1986; Dimitrijević, 1988ab; Popović and Dimitrijević, 1997) for spectral lines Stark broadening parameters, when there is not a sufficiently complete set of reliable perturbing energy levels, for a more sophisticated semiclassical approach.

The Stark broadening data for the most intensive lines for the following atom and ion species are available:

Ar II, Fe II, Pt II, Bi II, Zn II, Cd II, As II, Br II, Sb II, I II, Xe II, La II, Au II, Eu II, Ti II, Kr II, Na II, Y II, Zr II, Sc II, Ra II, Be III, B III, C III, N III, O III, F III, Ne III, Na III, Al III, Si III, P III, S III, Cl III, Ar III, Mn III, Ga III, Ge III, As III, Se III, Zn III, Mg III, La III, V III, Ti III, Bi III, Sr III, Cu III, Co III, Zr III, B IV, Cu IV, Ge IV, C IV, N IV, O IV, Ne IV, Mg IV, Si IV, P IV, S IV, Cl IV, Ar IV, V IV, Ge IV, C V, O V, F V, Ne V, Al V, Si V, N VI, F VI, Ne VI, Si VI, P VI, and Cl VI.

In order to make the use of these data easier we are organizing them now in a database BELDATA.

For the astrophysical purposes, of particular interest might be as well the symplified version of the Modified semiempirical formula (Dimitrijević and Konjević, 1987) for Stark widths of isolated, singly, and multiply charged ion lines applicable in the cases when the nearest atomic energy level ($j' = i$ or f') where a dipolly allowed transition can occur from or to initial (i) or final (f) energy level of the considered line, is so far, that the condition $x_{jj'} = E/|E_{j'} - E_j| \leq 2$ is satisfied. Here, E is the energy of the perturbing electron and $E_{j,j'}$ energies of the initial ($j = i$) or final ($j = f$) levels and the corresponding the nearest perturbing level (j').

The modified semiempirical approach has been tested several times on numerous examples (Dimitrijević, 1990). The assumed accuracy of the MSE approximation is about $\pm 50\%$, but it has been shown in Popović and Dimitrijević (1996, 1998) that the MSE approach, even in the case of the emitters with very complex spectra (e.g. Xe II and Kr II), gives very good agreement with experimental measurements (in the interval $\pm 30\%$). For example for Xe II, $6s - 6p$ transitions, the averaged ratio between experimental and theoretical widths is 1.15 ± 0.5 (Popović and Dimitrijević 1996).

In order to test the modified semiempirical approach, selected experimental data for 36 multiplets (7 different ion species) of triply-charged ions were compared with theoretical linewidths. The averaged values of the ratios of measured to calculated widths are as follows (Dimitrijević and Konjević, 1980): for doubly charged ions 1.06 ± 0.32 and for triply-charged ions 0.91 ± 0.42 .

References

- Bakshi, V., Barrett, B.D., Boone, T.D.Jr., Nunnally, W.C.: 1993, *IEEE Transactions on Magnetics*, **29**, 1097.
- Chayer, P., Fontaine, G., Wesemael, F.: 1995a, *Astrophys. J. Suppl. Series*, **99**, 189.
- Chayer, P., Vennes, S., Pradhan, A.K., Thejll, P., Beauchamp, A., Fontaine, G., Wesemael, F.: 1995b, *Astrophys. J.*, **454**, 429.
- Decker, C. D., London, R. A.: 1998, *Phys. Rev. A*, **57**, 1395.
- Dimitrijević, M. S.: 1988a, *Bull. Obs. Astron. Belgrade*, **139**, 31.
- Dimitrijević, M. S.: 1988b, *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, **76**, 53.
- Dimitrijević, M. S.: 1990 in *Accuracy of Element Abundances from Stellar Atmospheres* ed. R. Wehrse, Lecture Notes in Physics 356, Springer, Berlin-Heidelberg p. 31.
- Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1980, *JQSRT*, **24**, 451.
- Dimitrijević, M. S., Konjević, N.: 1981 in *Spectral Line Shapes* Ed. B.Wende, W. de Gruyter, Berlin, New York p. 211.
- Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1987, *Astron. Astrophys.*, **172**, 345.
- Dimitrijević, M.S., Kršljanin, V.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **165**, 269.
- Gonzales, J.F., LeBlanc, F., Artru, M.-C., Michaud, G.: 1995, *Astron. Astrophys.*, **297**, 223.
- Gray, D.F.: 1992, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Griem, H. R.: 1968, *Phys. Rev.*, **165**, 258.
- Griem, H. R.: 1997, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge Monographs of Plasma Physics 2, Cambridge University Press.
- Iglesias, C.A., Rogers, F.J.: 1992, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, **23**, 161.
- Iglesias C.A., Rogers F.J., Wilson B.G.: 1990, *Astrophys. J.*, **360**, 221.
- Michaud, G., Richer, J.: 1997, in *Spectral Line Shapes*, **9**, eds. M. Zoppi, L. Ulivi, *AIP Conf. Proc.*, **386**, 397.
- Popović, L.Č., and Dimitrijević, M. S.: 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, **116**, 359.
- Popović, L.Č., and Dimitrijević, M. S.: 1997, in *The Physics of Ionized Gas*, eds. B. Vujičić, S. Djurović and J. Purić, Institute of Physics, Novi Sad, p. 477.
- Popović, L.Č., and Dimitrijević, M. S.: 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, **127**, 295.
- Rogers, F.J., Iglesias, C.A.: 1995, in *Astrophysical Applications of Powerful Databases*, eds. S.J. Adelman, W.L. Wiese, ASP Conf. Series **78**, 31.
- Smith, K.C.: 1993, *Astron. Astrophys.*, **276**, 393.
- Vogt, H. H. editor: 1996, *Stellar atmospheres: Atomic and molecular data*, Astronomy and Astrophysics, Extension and Supplement to Vol. 2, Subvolume B, Stars and Star Clusters, Landolt-Boernstein, Group VI: *Astron. Astrophys. Volume 3*, Springer, 57.

ИССЛЕДОВАНИЕ НА ПРОЕКТЕ БЮ-1,2

И.П. ДОЙЧИНОВИЧ¹, М.Р. ГЕМИШИЧ², Б.М. ОБРАДОВИЧ¹,
В.М. АСТАШИНСКИЙ³, Л.Я. МИНЬКО³, М. ЧУК²,
М.М. КУРАИЦА¹, Я. ПУРИЧ¹

¹ *Физический факультет Университета в Белграде,
п.п. 368, 11001 Белград, Югославия
E-mail: ivbi@rudjer.ff.bg.ac.yu*

² *Центр науки и технологического развития,
Обилићев венац 26, 11001 Белград, Югославия*

³ *Институт молекулярной и атомной физики
Национальной академии наук Беларуси
Пр. Ф.Скарыны, 70, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: lrpd@imaph.bas-net.by*

В Программе двухстороннего научно технического сотрудничества между Республикой Беларусь и СРЮ центральную часть представляет изготовление квазистационарного сильноточного плазменного ускорителя (КСПУ) типа П-50 нового поколения (Ананин и др. 1990, Асташинский и др. 1992). До сих пор изготовлены вакуумная камера размера $0.8 \text{ м} \cdot 0.8 \text{ м} \cdot 3.5 \text{ м}$ атестированная до давления 10^{-3} Па и входный ионизационный блок (ВИБ) с полной энергией 60 кДж. ВИБ состоит из четыре магнитоплазменного компрессора компактной геометрии (МПК-КГ) с клапаной напусткой рабочего газа, в полном соответствии с результатами работ (Асташинский и др. 1980, Асташинский и др. 1989). Блок питания клапанов и система синхронизации находится в окончательной фазе изготовления.

Изготовлена и вспомогательная вакуумная камера размера $0.3 \text{ м} \cdot 0.3 \text{ м} \cdot 1.2 \text{ м}$ на которой проводятся измерения надежности изготовления и конструкции МПК-КГ, основные электрические измерения (вольт-амперная характеристика разряда в МПК-КГ, изменение во времени мгновенной мощности и вкладываемой в разряд энергии, напряжение пробоя и т.п.), скорость плазмы по время-пролетной методике и по доплеровскому сдвигу, спектроскопические измерения параметров плазмы во время ее развития (оценка плотности плазмы по штарковскому уширению линии водорода H_{α} и H_{β} и т.п.).

Закончено создание оригинальной экспериментальной установки МПК-Ю с полуактивными трансформерами с соответствующей вакуумной камерой на которой начали первичные эксперименты.

Полностью реализовано и торцевое эрозионное устройство (ТЭУ), плезмадинамическая система на которой проводятся спектроскопические исследования на атмосферном давлении.

Литература

1. Морозов А.И.: 1967, *ЖТФ*, **37**, 2147.
2. Виноградова А.К., Морозов А.И.: 1974, *В кн. Физика и применение плазменных ускорителей*, Минск, Наука и техника, 103.
3. Ковров П.Е., Шубин А.П., 1974., *В кн. Физика и применение плазменных ускорителей*, Минск, Наука и техника, 78.
4. Асташинский В.М., Баканович Г.И., Минько Л.Я.: 1980, *ЖПС*, **33**, 629.
5. Асташинский В.М., Костюкевич Е.А.: 1981, *Физика плазмы*, **7**, 523.
6. Минько Л.Я., Асташинский В.М., Костюкевич Е.А.: 1987, *ТВТ*, **25**, 601.
7. Асташинский В.М., Баканович Г.И. и др.: 1989, *ЖПС*, **50**, 887.
8. Ананин С.И., Асташинский В.М. и др.: 1990, *Физика плазмы*, **16**, 186.
9. Асташинский В.М., Маньковский А.А. и др.: 1992, *Физика плазмы*, **18**, 90.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В МАГНИТОПЛАЗМЕННОМ КОМПРЕССОРЕ

И.П. ДОЙЧИНОВИЧ¹, М.Р. ГЕМИШИЧ², Б.М. ОБРАДОВИЧ¹,
М.М. КУРАИЦА¹, В.М. АСТАШИНСКИЙ³, Я. ПУРИЧ¹

¹ Физический факультет Университета в Белграде,
п.п.368, 11001 Белград, Югославия

² Центр науки и технологического развития,
Обилићев венац 26, 11001 Белград, Югославия

³ ИМАФ НАН Беларуси, Пр. Ф. Скарыны 70, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: ivbi@rudjer.ff.bg.ac.yu

РЕЗЮМЕ. Представлены результаты исследований интегральных характеристик разряда и динамических параметров плазмы в магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитоплазменный компрессор (МПК) представляет собой источник квазистационарных компрессионных плазменных потоков (Морозов, 1967). В межэлектродном промежутке такого устройства осуществляется ускорение плазмы продольной составляющей амперовой силы, которая возникает при взаимодействии радиальной компоненты разрядного тока с собственным азимутальным магнитным полем (Ковров и др., 1974). Наряду с этим, на выходе разрядного устройства МПК формируется компрессионный плазменный поток, сжатие которого происходит за счет взаимодействия продольной составляющей разрядного тока (так называемого выносного тока) с его собственным азимутальным магнитным полем (Виноградова и др., 1974).

Интерес к исследованиям ускорительно-компрессионных систем вызван возможностью изучения фундаментальных вопросов течения плазмы в электромагнитных полях различной конфигурации и формирования высокоэнергетических плазменных потоков в таких устройствах, а также применением указанных систем для решения ряда практических задач, таких как разработка источников излучения для нужд атомной спектроскопии, плазменная обработка поверхностей и др.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на установке, схема которой изображена на Рис. 1. Внутренний электрод разрядного устройства МПК компактной геометрии выполнен из меди в виде усеченного конуса с диаметрами 3 и 0,6 см длиной 5 см с цилиндрической хвостовой частью длиной 6 см, а внешний электрод представляет собой цилиндр, образованный 8 медными стержнями диаметром 0,8 см и длиной 11,5 см, симметрично расположенными по окружности диаметром 5 см. Разрядное устройство МПК помещено в вакуумную камеру размера 0.3 м · 0.3 м · 1.2 м.

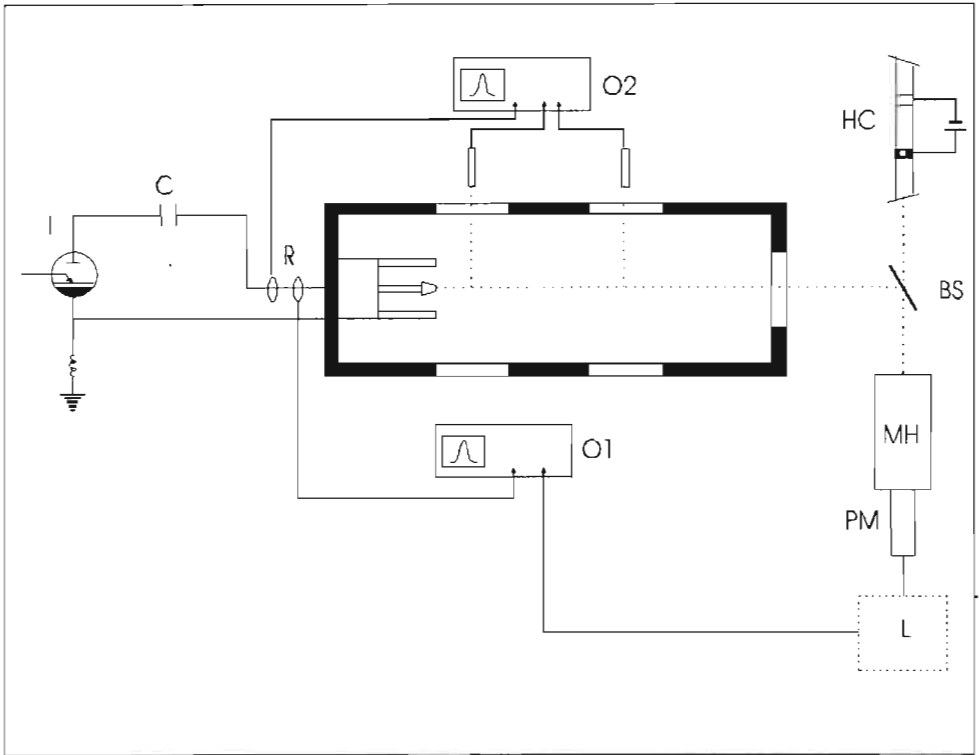


Рис. 1. Экспериментальная установка. О1–осциллограф для регистрации сигнала с фотоумножителя, О2–осциллограф для регистрации сигналов с фотодиодов, R–пояс Роговского, С–конденсаторная батарея, I–игнитронный разрядник, НС–разрядное устройство с полым катодом, BS–светоделительная пластина, МН–монохроматор, РМ–фотоумножитель, L–предусилитель.

Исследования проводили в режиме остаточного газа при начальном давлении смеси $\text{Ar} + 3\% \text{H}_2$ в камере $P_0 = 100$ Па. Накопителем энергии МПК служила конденсаторная батарея (С) общей емкостью 800 мкФ, которая соединялась с разрядным устройством через игнитронный разрядник (I). Максимальное значение разрядного тока составляло ~ 70 кА при начальном напряжении на конденсаторах $U_0 = 3$ кВ. Ток разряда и падение напряжения на межэлектродном промежутке разрядного устройства МПК измеряли соответственно с помощью пояса Роговского (R) и компенсированного RC-делителя напряжения. Сигналы с пояса Роговского и делителя напряжения регистрировались одновременно осциллографом Tektronix TDS3032.

Скорость переднего фронта плазмы определяли по время-пролетной методике с помощью двух фотодиодов, расположенных на расстоянии 60 см друг от друга. Запуск осциллографа осуществлялся сигналом с пояса Роговского.

Спектроскопические исследования проводили с помощью монохроматора (МН) McPherson 218, работающего совместно с фотоумножителем (РМ) EMI 9816 QB, при регистрации излучения плазмы, суммарного за несколько разрядов, с торца разрядного устройства МПК. На каждой длине волны регистрировали интенсивность излучения плазмы из МПК и разрядного устройства с полым катода (НС). Излучение

плазмы МПК направляли на входную щель монохроматора с помощью светоделительной пластины (BS). Сигнал с фотоумножителя регистрировался осциллографом (О1) Tektronix TDS3032. Излучение из разрядного устройства с полым катодом, пройдя светоделительную пластину, падало на входную щель монохроматора, а затем регистрировалось фотоумножителем с предусилителем Linseis (L), сигнал с которого подавался на осциллограф (О1).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Типичные осциллограммы тока и напряжения разряда в МПК представлены на Рис. 2а. На основании полученных осциллограмм были построены вольт-амперная характеристика разряда (Рис. 2б) и изменение во времени мгновенной мощности $P(t) = I(t) \cdot U(t)$ и вкладываемой в разряд энергии $W(t) = \int I(t) \cdot U(t) dt$ (Рис. 2в). Видно,

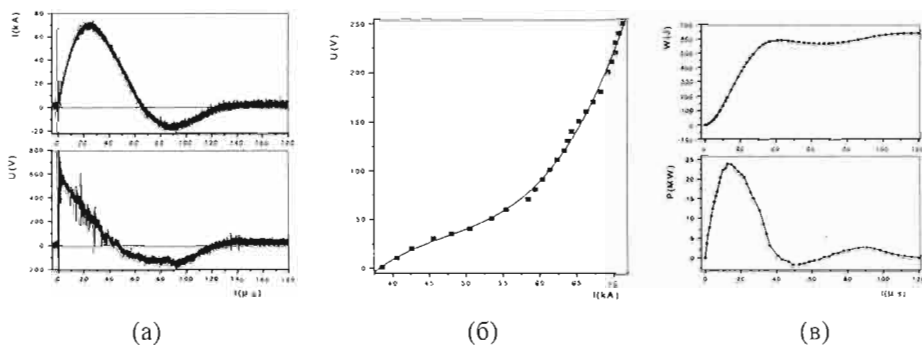


Рис. 2. Осциллограммы тока и напряжения (а), вольт-амперная характеристика разряда (б), изменение во времени мгновенной мощности и энергии (в).

что ввод энергии в разряд (Рис. 2в) заканчивается к концу первого полупериода тока (~ 60 мкс). Вольт-амперная характеристика (Рис. 2б), показывающая зависимость между напряжением и током в течение квазистационарной стадии разряда МПК (с 20 по 50 мкс), когда плазменный поток находится в устойчивом состоянии, является нелинейной. Наличие сдвига фаз между током и напряжением (Рис. 2а), указывают на отсутствие шунтирования разряда по поверхности изолятора, что, наряду с нелинейностью вольт-амперной характеристики, свидетельствует об эффективности работы МПК. Следует отметить, что полученные результаты хорошо согласуются с данными работы (Асташинский и др., 1989).

Скорость перемещения переднего фронта плазмы, определенная по время-пролетной методике, составила в условиях эксперимента (90 ± 30) км/с. Значения скорости, измеренные по смещению начала импульса и перемещению его вершины (Рис.3), отличаются друг от друга, что указывает на достаточно большую погрешность метода. Как можно видеть на

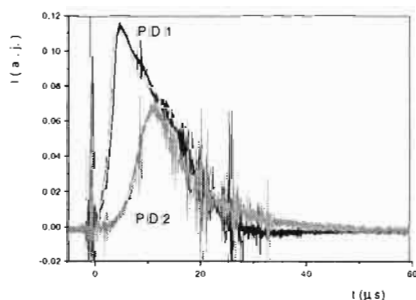


Рис.3 Сигналы с первой (PD1) и второй (PD2) фотодиодов

Рис. 3, кривая (PD2) имеет более пологое начало и более пологую вершину по сравнению с импульсом (PD1). Кроме того, время от начала светового импульса до его максимума на кривой (PD2) больше, чем на кривой (PD1). Приведенные факты свидетельствуют о "расплывании" переднего фронта в процессе его движения.

Определение скорости перемещения возбужденных нейтральных атомов на переднем фронте плазмы проводили по доплеровскому сдвигу атомарной линии ArI 696.5 нм (3) при наблюдении с торца вакуумной камеры, вследствие чего монохроматор регистрировал излучение, усредненное по лучу зрения (т.е. по длине камеры). Контуры линий, полученные при регистрации излучения разряда из МПК (1) и полого катода (2) представлены на Рис. 4. Определенная таким образом скорость нейтралов аргона составила (100 ± 20) км/с. Существование быстрых нейтралов может быть объяснено возбуждением атомов аргона на переднем фронте плазменного потока, столкновением быстрых ионов ArII и ArIII с атомами остаточного газа, а также возбуждением последних вследствие протекания выносных токов в объеме вакуумной камеры. Напомним здесь, что исследования проводили в режиме остаточного газа, когда предварительно откачанная вакуумная камера заполняется рабочим газом до заданного давления. Из анализа интенсивностей сдвигаемой и несдвигаемой линий следует, что количество возбужденных атомов аргона, движущихся к детектору, значительно меньше числа атомов в остальном объеме камеры.

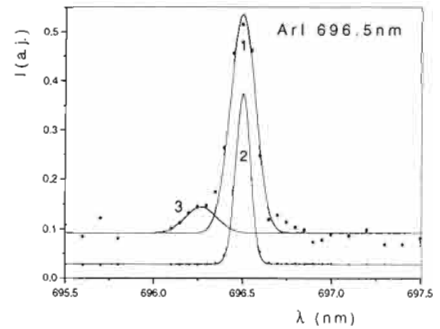


Рис. 4 Контуры линии ArI 696,5 нм полученных из разряда (1,3) и полого катода (2)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования физических процессов в МПК компактной геометрии продемонстрировали достаточно высокую эффективность и надежность его работы, позволили установить факт "расплывания" переднего фронта плазменного потока в процессе его движения. Показано, что значения скорости переднего фронта плазмы, определенные по доплеровскому сдвигу атомарной линии ArI 696.5 нм и по время-пролетной методике, с учетом погрешностей экспериментов, находятся между собой в хорошем соответствии.

Авторы благодарны Н. Коневичу за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

- Морозов А.И.: 1967, *ЖТФ*, **37**, 2147.
 Ковров П.Е., Шубин А.П.: 1974, *В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей*, Минск, Наука и техника, 78.
 Виноградова А.К., Морозов А.И.: 1974, *В кн.: Физика и применение плазменных ускорителей*, Минск, Наука и техника, 103.
 Асташинский В.М., Баканович Г.И. и др., 1989, *ЖПС*, **50**, 887.

ЭФФЕКТ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ПОЛУЧЕННОЙ В МАГНИТОПЛАЗМЕННОМ КОМПРЕССОРЕ

И.П. ДОЙЧИНОВИЧ¹, М.Р. ГЕМИШИЧ², Б.М. ОБРАДОВИЧ¹,
М.М.КУРАЙЦА¹, В.М. АСТАШИНСКИЙ³, Я. ПУРИЧ¹

¹ *Физический факультет Университета в Белграде,
п.п.368, 11001 Белград, Югославия*

² *Центр науки и технологического развития,
Обилићев венац 26, 11001 Белград, Югославия*

³ *ИМАФ НАН Беларуси, Пр. Ф. Скарыны 70, 220072 Минск, Беларусь
E-mail: ivbi@rudjer.ff.bg.ac.yu*

РЕЗЮМЕ. Установлен эффект послесвечения линии водорода и нейтрала аргона и связь этого эффекта с выносными токами, т.е. с изменением концентрации электрона в течение времени. Наблюдалось и свечение иона аргона и сплошного излучения.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопические исследования параметров плазмы в МПК в водороде и смеси $\text{Ar} + 3\% \text{H}_2$ проводились с торца разрядного устройства. Мы наблюдали характер изменения интенсивности линии водорода и аргона в течение некоторого времени. Был установлен эффект послесвечения на центральной длине волны линий H_α , H_β и H_γ водорода и линии нейтрала аргона ArI 696.5 нм. Сделана оценка концентрации электронов по штарковскому уширению линии H_α и H_β . Интенсивность излучения суммировалась по лучу зрения и результаты, полученные этой методикой, не имели пространственного разрешения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на установке, схема которой изображена на Рис. 1. Исследования проводились в режиме остаточного газа при одинаковом начальном давлении водорода и смеси $\text{Ar} + 3\% \text{H}_2$ в камере $P_0=100$ Па. Накопителем энергии МПК служила конденсаторная батарея (С) общей емкостью 800 мкФ, которая соединялась с разрядным устройством через игнитронный разрядник (I). Максимальное значение разрядного тока составляло ~ 70 кА, при начальном напряжении на конденсаторах $U_0 = 3$ кВ. Спектроскопические исследования проводились с торца разрядного устройства с помощью монохроматора (МН) McPherson 218, работающего совместно с фотоумножителем (РМ) EMI 9816 QB. Сигнал с фотоумножителя регистрировался осциллографом (О) Tektronix TDS3032. Запуск осциллографа осуществлялся сигналом с пояса Роговского.

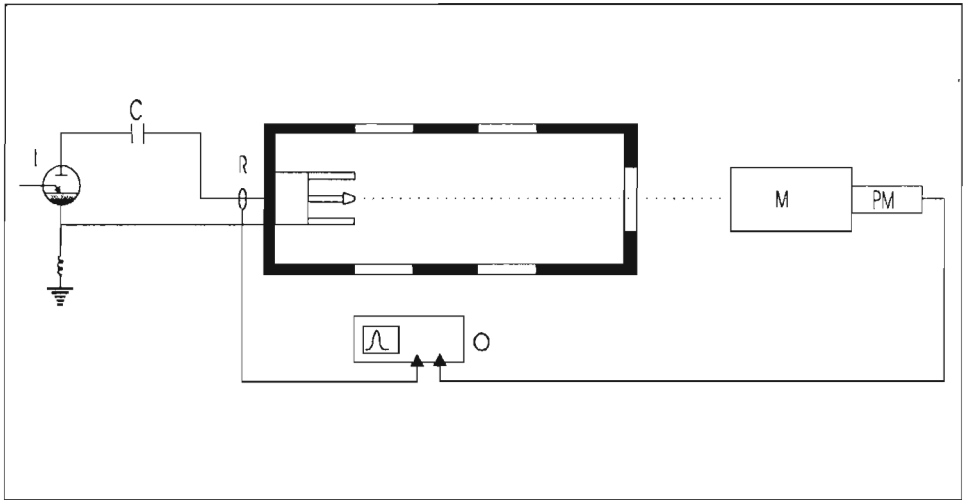


Рис. 1. Экспериментальная установка. О-осциллограф для регистрации сигнала с фотоумножителя, R-пояс Роговского, С-конденсаторная батарея, I-игнитронный разрядник, МН-монохроматор, РМ-фотоумножитель.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Эффектом послесвечения является наблюдение свечения по заканчанию разрядного тока. На Рис. 2 представлены типичные осциллограммы тока (сигнал с Роговского) и интенсивность на центральной длине волны линии H_{α} , H_{β} и H_{γ} водорода в смеси $Ar + 3\% H_2$ (Рис.2а) и в чистом водороде (Рис.2б).

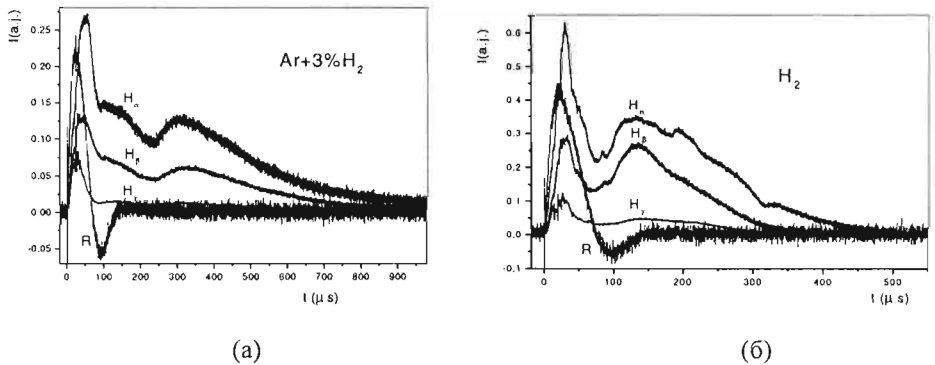


Рис.2 Осциллограммы интенсивности линии H_{α} , H_{β} и H_{γ} водорода в смеси $Ar + 3\% H_2$ (а) и в чистом водороде (б). Сигнал с Роговского (R).

Каждый из осциллограммов получен в течении одного разряда. Можно видеть, что исследование линии обнаруживают одинаковое изменение во времени, т.е. максимумы и минимумы интенсивности впадают. В смеси $Ar + 3\% H_2$ интенсивность на центральной длине волны линии водорода имеет два максимума: первый на ~ 40 мкс и второй на ~ 300 мкс и один минимум на ~ 230 мкс. В чистом водороде также являются два максимума (на ~ 30 мкс и на ~ 130 мкс) и один минимум (на ~ 70 мкс), но они сдвинуты в отношении осциллограммов полученных в $Ar + 3\%$

H_2 . Кроме того, можно видеть что в чистом водороде свечение заканчивается после $\{350(H_\gamma)-550(H_\alpha)\}$ мкс, а в смеси $Ar + 3\% H_2$ после $\{800(H_\gamma)-1000(H_\alpha)\}$ мкс. Также, интенсивность линий в послесвечении возбужденных атомов водорода в чистом водороде сильнее, чем в смеси $Ar + 3\% H_2$. Так и должно быть, потому что в первом случае атомов водорода значительно больше, а интенсивность излучения суммируется по лучу зрения. Исследования также проводились на сплошном излучении и на центральной длине волны линии нейтрала аргона и иона аргона. Свечение сплошного излучения и линии иона аргона $ArII$ 480.6 нм (Рис. 3а) заканчивается вместе с разрядным током. Это можно объяснить тем, что ионы высвечивают из самой горячей области, т.е. из компрессионного плазменного потока. Когда заканчивается ток, разваливается и компрессионный поток, а ионы аргона исчезают. Интересно, что ионы аргона высвечивают немного больше времени, чем континуум. Максимум сплошного излучения получается ~ 25 мкс, а исчезает в ~ 80 мкс. Это совпадает с первым полупериодом тока разряда, когда идет ввод энергии в разряд (Асташинский и др. 1992). Максимум линии $ArII$ 480.6 нм составляет ~ 25 мкс, что совпадает с максимумом континуума; он исчезает вместе с разрядным током (~ 130 мкс). Эффект послесвечения наблюдался и на линии нейтрала аргона ArI 696.5 нм (Рис.3б). Интенсивность этой линии имеет два максимума: первый на ~ 30 мкс и второй на ~ 300 мкс и один минимум на ~ 230 мкс. Видно, что интенсивность этой линии соответствует интенсивности линии водорода, начиная с ~ 90 мкс, но атомы аргона заканчивают излучение раньше (~ 600 мкс), чем атомы водорода. Это можно объяснить тем, что потенциал возбуждения атомов аргона выше, чем у водорода.

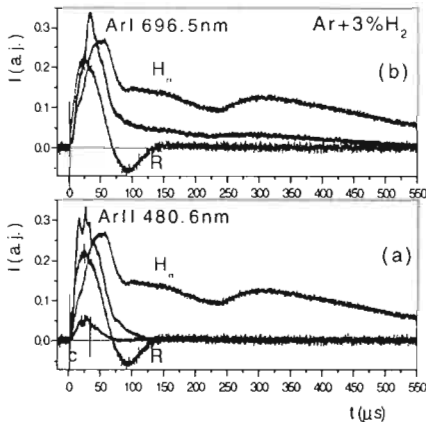


Рис. 3 Осциллограммы интенсивности линии аргона $ArII$ 480.6 нм и сплошного излучения (а) и линии ArI 696.5 нм (б). Интенсивность линии H_α и сигнал с Роговского (R) находится на каждом рисунке.

Оценки концентрации электронов мы сделали по штарковскому уширению линии H_α и H_β (Gigosos, Cardenoso 1996). Исследовали излучения плазмы, суммарного за несколько разрядов, с торца разрядного устройства МПК. График изменения концентрации электронов в течение времени представлен на Рис. 4. По оценкам, концентрации которые получили по уширению линии H_α систематически больше, чем значения которые получили по линии H_β , вероятно из-за самопоглощения линии H_α . Максимальная концентрация определенная по штарковскому уширению линии H_β составляет $4 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$, что совпадает с

(Асташинский и др. 1992). На Рис. 4 одновременно представлены концентрации электронов и интенсивности линии H_{α} в течение времени, и можно видеть, что минимум интенсивности совпадает с константной концентрацией в этот промежуток времени. Как видим, каждый из наблюдаемых максимумов линии, наблюдается в течение времени (20-60) мкс, когда существует область компрессии (Асташинский, Костюкевич 1981), а плазменный поток находится в устойчивом квазистационарном состоянии (Минько и др. 1987). Примерно с 70 мкс од начала тока разряда, компрессионный поток начинает разваливаться. Однако, выносные токи вследствие вмороженности магнитного поля в плазму могут достаточно долго “блуждать” в камере, окружая разрядное устройство ускорителя, пока постепенно не замкнутся на анодные стержни или замыкаются на стенки. У этих токов достаточно энергии, чтобы возбудить атомы водорода и аргона и поэтому излучение так долго регистрируется. С уменьшением выносных токов уменьшается и интенсивность излучения. Видно, что существует взаимосвязь поведения концентрации электронов и числа возбужденных нейтралов. При константной концентрации электронов, в некоторый промежуток времени, число возбужденных нейтралов уменьшается, а тем способом уменьшается и интенсивность линии нейтрала (минимум для линий водорода и ArI 696.5 нм совпадает ~230 мкс). Когда концентрация электронов уменьшается быстрее, то число нейтрала растет, а тем способом растет и интенсивность линии нейтрала (второй максимум для линий водорода и ArI 696.5 нм совпадает ~300 мкс).

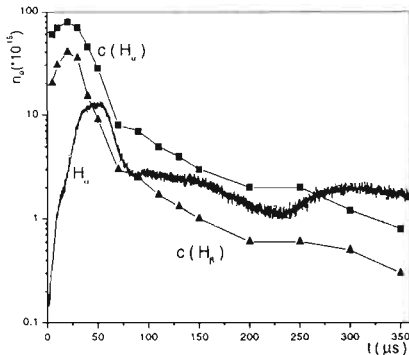


Рис. 4 Концентрация электронов в течение времени определена по штарковскому уширению линии H_{α} и H_{β} и связ с интенсивности линии H_{α}

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эффект послесвечения линии водорода и нейтрала аргона связан в первую очередь с процессом замыкания выносных токов в течении времени. Свечение иона аргона и сплошного излучения связано с компрессионным плазменным потоком и исчезает с развалом разрядного тока.

Авторы благодарны Н. Коневичу за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

- Асташинский В.М., Баканович Г.И. и др.: 1992, *ИФЖ*, **62**, 386.
 Асташинский В.М., Костюкевич Е.А.: 1981, *Физика плазмы*, **7**, 523.
 Минько Л.Я., Асташинский В.М., Костюкевич Е.А.: 1987, *ТВТ*, **25**, 601.
 Gigosos M.A., Cardenoso V.: 1996, *Journal of Phys. B*, **29**, 4795.

MEASURED, CALCULATED AND ESTIMATED STARK WIDTHS OF SEVERAL Ar III SPECTRAL LINES

S. DJENIŽE

*Faculty of Physics, University of Belgrade,
P.O.B.368, 11000 Belgrade, Serbia, Yugoslavia
E-mail: steva@rudjer.ff.bg.ac.yu*

Abstract. Comparison between existing measured, calculated and estimated Stark width values was performed for the most researched Ar III spectral lines belonging to the $4s-4p$ and $4s' - 4p'$ transitions. On the basis of the found agreement between these values nine strong spectral lines have been recommended as lines with convenient Stark width data needed in plasma spectroscopy.

1. INTRODUCTION

Knowledge of the doubly ionized argon (Ar III) spectral lines characteristics is important for the determination of chemical abundances of elements and, also, for the estimation of the radiative transfer through stellar plasmas, as well as for opacity calculations (Inglesias et al. 1990). Thus, the necessity of knowledge of Stark widths of these lines was imposed. On the basis of Stark width values it is possible to obtain the other basic plasma parameters e.g. electron temperature (T) and electron density (N), important in the modeling of various plasmas. The aim of this work is the comparison between existing measured, calculated and estimated Stark width values of most researched Ar III spectral lines in the $4s-4p$ and $4s' - 4p'$ transitions (Multiplets: No.1, No. 2 and No 3). Namely, from the eventual agreement between them, their recommendation for the plasma diagnostics purpose can be followed as a spectral lines with convenient Stark width data. These comparisons give, also, possibility of the critical analyzing of the existing experimental and theoretical Stark width values (Djeniže 2000a,b).

2. MEASUREMENTS

Five experiments deal with Stark FWHM (full-width at half intensity maximum, W) investigation of mentioned spectral lines (Platiša et al. 1975; Konjević & Pittman 1987; Kobilarov & Konjević 1990 and Djeniže et al. 1996, 2000). Measurements were realized in the electron temperature range between 21 000 K and 80 000 K (see Lesage & Fuhr 1998 and references therein).

3. CALCULATIONS

Theoretical W values (G,GM,SEM, SE) are calculated on the basis of various approximations initiated by Dimitrijević & Konjević (1981). Thus, SE and SEM denote the results of semiempirical and modified semiempirical predictions using equations (4), (5) and equations (7) - (10), respectively, from Dimitrijević & Konjević (1981). G and GM denote W values obtained on the basis of the semiclassical approximation (Griem 1974 and references therein) with 1.4 instead of $5-(4.5/z)$ one the right-hand side of equation (12) in Dimitrijević & Konjević (1980) for the GM values. Mentioned calculations are performed only for five multiplets. Beside, theoretical Stark width values, calculated on the basis of the classical-path approximation by Hey (1977), are also presented, but only for the plasma parameters observed in experiment by Platiša et al. (1975).

Transition	Multiplet	$\bar{\lambda}$ (nm)	$WT^{1/2}$ (nm K ^{1/2})	Eq.
4s - 4p	⁵ S ⁰ - ⁵ P (1)	329.66	1.88	2
4s' - 4p'	³ D ⁰ - ³ D (2)	349.21	2.20	3
	³ D ⁰ - ³ F (3)	334.48	2.06	3

Table 1. Estimated (INS) Stark FWHM values dependence on the electron temperature (T in K) at $N = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density, calculated using Eq. (2) and (3). $\bar{\lambda}$ denote the mean wavelength in multiplet. The width of each multiplet component can be easily evaluated if one takes into account that the line width is proportional to λ^2 .

4. ESTIMATIONS

The simplest way to estimate the value of a Stark FWHM is to use established regularities of W along the isonuclear or isoelectronic sequences for given type of quantum transition. It was found (Djeniže et al. 1988; Purić et al. 1988a,b) that a simple analytical relationship may, for same transition, exist between W and the corresponding upper-level ionization potential (I) of a particular spectral line. The found relationship, normalized to a $N = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density, is of the form:

$$W(\text{rad/s}) = az^2T^{-1/2}I^{-b}. \quad (1)$$

The upper level ionization potential I (in eV) and net core charge z ($z = 1, 2, 3, 4, \dots$ for neutral, singly, doubly, triply, ... ionized atoms, respectively) specifies the emitting ion, while the electron temperature T (in K) characterizes the assembly. The coefficients a and b are independent of I and T . In the case of the argon isonuclear (INS) sequence

(Ar I - Ar VIII) for the $4s - 4p$ transition this dependence is expressed (Purić et al. 1988a,b; Djenize & Srećković 1998) as:

$$W(\text{rad/s}) = 1.18 \cdot 10^{14} z^2 T^{-1/2} I^{-1.27}. \quad (2)$$

In the case of the $4s' - 4p'$ transition the following form was found (Djenize & Srećković 1998; Purić et al. 1988a):

$$W(\text{rad/s}) = 1.12 \cdot 10^{14} z^2 T^{-1/2} I^{-1.32}. \quad (3)$$

The Eqs.(2-3) allow to predict the Stark width values for: $z = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ at various electron temperatures. The estimated (INS) Stark FWHM values of the mentioned Ar III spectral lines (for $z = 3,$) are presented in Table 1. The necessary atomic data were taken from Wiese et al. (1969).

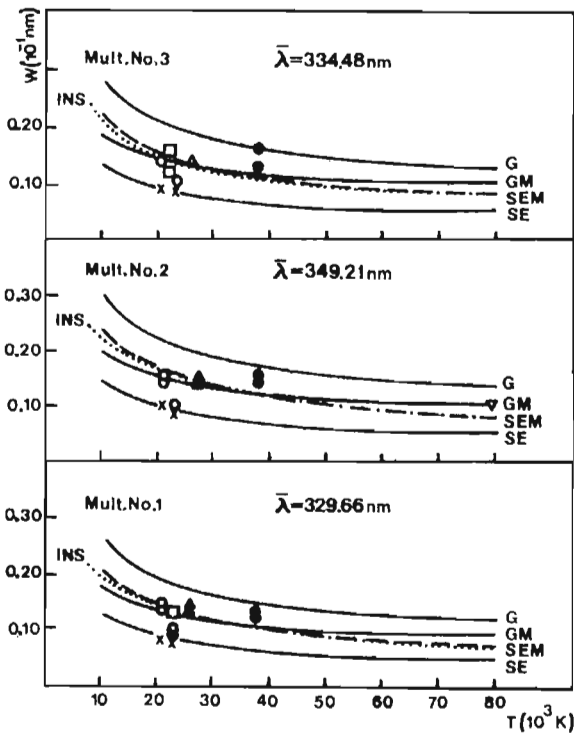


Fig. 1. Stark FWHM (W) dependence on the electron temperature for the most investigated Ar III multiplets belonging to the $4s-4p$ and $4s'-4p'$ transitions at 10^{23} m^{-3} electron density. \bullet , Djenize et al. 1996; \square Djenize et al. 2000; \circ , Platiša et al. (1975); \triangle , Konjević & Pittman (1987) and ∇ , Kobilarov & Konjević (1990). G and GM denote values obtained on the basis of the semiclassical (Griem 1974) approximation, both SEM and SE denote values obtained on the basis of the modified semiempirical and semiempirical approximations, respectively. All these calculations were performed by Dimitrijević & Konjević (1981). x, theoretical predictions by Hey (1977) calculated at plasma parameters obtained by Platiša et al. (1975). INS (....) represent our estimated values taken from Tab. 1.

5. DISCUSSION

In order to allow easy comparison among measured, calculated and estimated Stark width values, in Fig.1 the dependence of Stark FWHM values on the electron temperatures is given at $N = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density. It should be pointed out that the experimental Stark width values around 23 000 K electron temperature (Konjević & Pittman 1987, Djeniže et al. 2000) show mutual agreement and agree, also, with values from Platiša et al. (1975) given at 21 000 K. Hey's calculation give Stark FWHM values that agree with SE predictions and both lie below the all others calculated and measured values. It must be turns out that the INS and SEM values show excellent mutual agreement in a wide electron temperature range, between 10 000 K and 80 000 K in the case of the all three researched multiplets.

6. CONCLUSION

In general, we noticed a good agreement among a measured, calculated and estimated Stark width values of the Ar III spectral lines that belong to the multiplet 1 (328.585 nm, 330.188 nm, 331.125 nm) in the 4s - 4p and multiplets 2 (348.055 nm, 350.358 nm, 349.967 nm) and 3 (333.613 nm, 334.472 nm, 335.844 nm) in the $4s' - 4p'$ transition, especially between INS, GM, SEM and all experimental values except those from Platiša et al. (1975) at about 23 000 K electron temperature. This allows us to recommend their use for plasma spectroscopy. Existing Stark width values of these spectral lines: INS values in the Tab.1, in this work, and theoretical values GM and SEM in Dimitrijević & Konjević (1981), within 10% uncertainties present convenient atomic data in the plasma diagnostic up to 80 000 K electron temperature.

References

- Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1980, *JQSRT* **24**, 451.
 Dimitrijević, M.S., Konjević, N.: 1981, *Spectral Line Shapes*, ed. B. Wende, 211, (de Gruyter, Berlin).
 Djeniže S., Srećković A., Milosavljević M., Labat O., Platiša M., Purić J.: 1988, *Z. Phys. D*, **9**, 129.
 Djeniže S., Bukvić S., Srećković A., Platiša M.: 1996, *J. Phys. B*, **29**, 429.
 Djeniže S., Srećković A.: 1998, *Serb. Astron. J.*, **157**, 27.
 Djeniže S., Bukvić S., Mišković D.: 2000, *Publ. Astron. Obs. Belgrade*, **67**, 53.
 Djeniže S.: 2000a, *Physica Scripta*, **61**, 412.
 Djeniže S.: 2000b, *Serb. Astron. J.*, **161**, (submitted).
 Griem, H.R.: 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Acad.Press, New York.
 Hey J.D.: 1977, *JQSRT*, **17**, 729.
 Inglesias C.A., Rogers F.J., Wilson B.G.: 1990, *Astrophys. J.*, **360**, 221.
 Kobilarov R., Konjević N.: 1990, *Phys. Rev. A*, **41**, 6023.
 Konjević N., Pittman T.L.: 1987, *JQSRT*, **37**, 311.
 Lesage A., Fuhr J.: 1998, *Bibliography on Atomic Line Shapes and Shifts*, Supp.5 (April 1992 through December 1997) Publication de l'Observatoire de Paris.
 Platiša M., Popović M., Dimitrijević M.S., Konjević N.: 1975, *Z. Naturforschung*, **30a**, 212.
 Purić J., Djeniže S., Srećković A., Čuk M., Labat J., Platiša M.: 1988a, *Z. Phys. D*, **8**, 343.
 Purić J., Djeniže S., Labat J., Platiša M., Srećković A., Čuk M.: 1988b, *Z. Phys. D*, **10**, 431.
 Wiese W.L., Smith M.W., Miles B.M.: 1969, *Atomic Transition Probabilities*, Vol. II, NSRDS-NBS 22 (DC.V.S.Government Printig Office, Washington).

TRANSITION PROBABILITIES IN THE 4s-4p TRANSITION IN Ar IV SPECTRUM

S. DJENIŽE and S. BUKVIĆ

*Faculty of Physics, University of Belgrade,
P.O.B.368, 11000 Belgrade, Serbia, Yugoslavia
E-mail: steva@rudjer.ff.bg.ac.yu*

Abstract. Using the relative line intensity ratios method between four strongest Ar IV spectral lines in $4s - 4p$ (${}^4P - {}^4D^0$) transition their existing transition probability values (A) have been controlled. These A values, within $\pm 10\%$ accuracy, have been confirmed in the case of the 280.944 nm and 278.896 nm spectral lines. Contrary, for transitions with 283.025 nm and 277.626 nm necessity for correction of the A value was found. Beside, the A values, not known before, are determined for the 251.328 nm, 252.569 nm and 259.947 nm Ar IV lines relative to the 280.944 and 278.896 nm transitions.

1. INTRODUCTION

Transition probability of spontaneous emission (A) plays an important role in plasma and laser investigation and, also, in astrophysics. Namely, various kinetic processes appearing in plasma modeling need reliable knowledge of A values (Griem 1964, 1974, 1997). However, the existing A values (Wiese et al. 1966, 1969; Lide 1994), for number of emitters, are given with high uncertainties. These values are calculated on the basis of the Coulomb approximation (Allen 1973) or by using the Self-Consistent Field (SCF) method (Hartree 1956). In the case of ionized emitters (doubly or triply ionized, as example) the expected uncertainties are 50% or higher (Wiese et al. 1969). On the other hand, known experimental techniques show various difficulties (Wiese et al. 1966, Rompe & Steenbeck 1967) which limit accuracy of the measured A values.

In this work the transition probabilities of spontaneous emission of seven transitions in Ar IV spectrum have been obtained using the relative line intensity ratios method. Two among them (280.944 nm and 278.896 nm) are strongest in the Ar IV spectrum and they are frequently applied in different sort of investigations. As a source of radiation plasma of optically thin linear pulsed arc has been used. The total line intensities (I) were calculated from line profiles measured with high accuracy (3% - 5%) using the step-by-step technique. Four researched transitions belong to the ${}^4P - {}^4D^0$ multiplet with upper energy levels (E) within narrow energy interval, so, correction to the electron temperature (T) of the measured line intensity ratios can be neglected. This fact allows us to establish a simple relation between measured line intensity ratios and ratios of the products of the spontaneous emission probabilities and the corresponding statistical weights (g) of the upper levels of the lines. This relation is expressed as:

$$(I_1/I_2)_{exp} \simeq g_1 A_1 / g_2 A_2 \quad (1)$$

and give us possibility to check the existing A values.

2. EXPERIMENT AND RESULTS

The modified version of the linear low pressure pulsed arc (Djenize et al. 1991, 1998, 2000ab) has been used as a plasma source. A pulsed discharge was driven in a quartz discharge tube of 5 mm inner diameter and effective plasma length of 7.2 cm (Fig. 1 in Djenize et al. (1991,1998)). The tube has end-on quartz windows. The working gas was argon-helium mixture (72% Ar +28%He) at 130 Pa filling pressure in constant flux flowing regime. Spectroscopic observation of isolated spectral lines were made end-on along the axis of the discharge tube. The line profiles were recorded using a step-by-step technique with a photomultiplier and a grating spectrograph system. The system was calibrated by using the standard lamp (EOA-101). The spectrograph exit slit (10 μm) with the calibrated photomultiplier was micrometrically traversed along the spectral plane in small wavelength steps (0.0073 nm). The averaged photomultiplier signal (five shots at each position) was digitized using an oscilloscope, interfaced to a computer. All spectral line profiles have been recorded at the same detection conditions. A sample spectrum is shown in Fig.1.

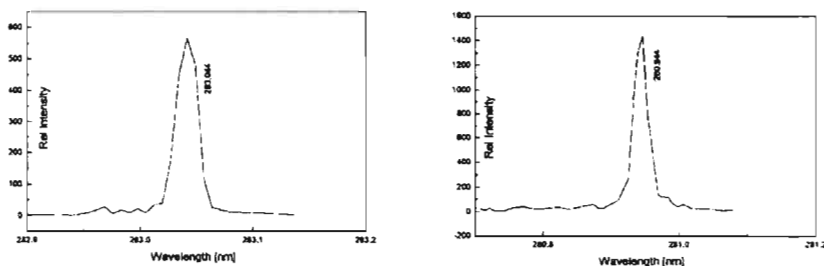


Fig.1. Recorded Ar IV spectrum with researched 280.944 nm and 283.025 nm spectral lines.

Plasma reproducibility was monitored by the Ar III and Ar IV lines radiation and, also, by the discharge current (it was found to be within $\pm 3\%$). Recorded line profiles can be fitted to the Voigt function as a convolution of the Gauss (instrumental and Doppler broadening) and Lorentz (Stark broadening) functions. The standard deconvolution procedure (Davies & Vaughan 1963) was computerized using the least square algorithm. Total line intensity (I) represent the area under the line profile. On the basis of the recorded Ar IV spectrum (as can be see in Fig.1) follow that these lines are well isolated from the other Ar I, Ar II, Ar III and Ar IV lines and, practically lie on the continuum which is equal to zero. These facts are important for determination of the total line intensity and these conveniences lead to the increase of reliability of the results.

The plasma parameters were determined using standard diagnostic methods (Rompe & Steenbeck 1967). Thus, the electron temperature was determined from the Boltzmann-slope on seven Ar III lines with a corresponding upper-level energy interval of 8.32 eV with an estimated error of $\pm 7\%$, assuming the existence of LTE, according to criterion from Griem (1974). All necessary atomic data were taken from Wiese et al. (1969) and Striganov & Sventickii (1966). The electron density decay was

measured using a well known single laser interferometry technique for the 632.8 nm He-Ne laser wavelength with an estimated error of $\pm 7\%$. The electron density and temperature decay's are presented in Fig. 4 in Djenize et al. (2000b).

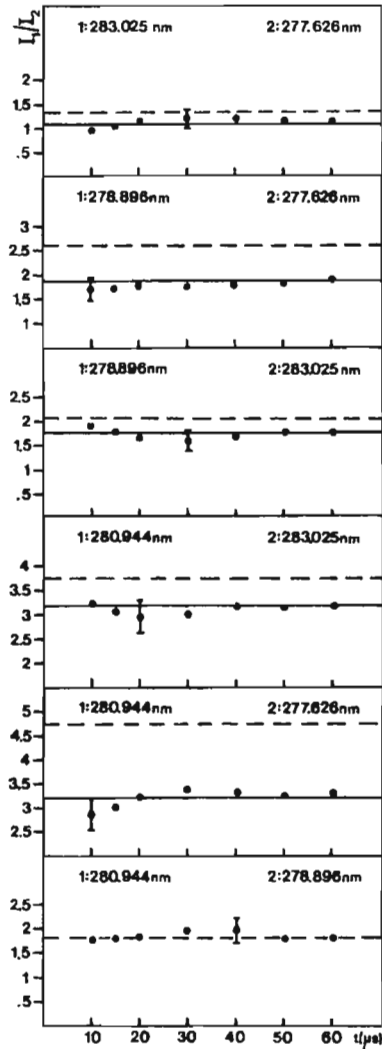


Fig.2. Relative line intensity ratios (I_1/I_2) during the plasma decay. ●, our experimental values within 10% accuracy. ---, theoretical ratios by using the existing transition probability values from Wiese (1969) and Lide (1994) within estimated uncertainties of 50%. Solid lines represent theoretical intensity ratios after the correction of the transition probabilities. All four lines belong to the same multiplet (4UV).

In order to make direct estimation of the influence of the self-absorption on the line intensity, method of the relative line intensity ratios have been applied. Ratios $(I_1/I_2)_{exp}$ were monitored in a wide range of the decaying plasma up to 60th μs after beginning of the discharge when the line intensity maximum dropped down to 10% of its maximal value. Experimental points are presented in the Fig.2. These experimental ratios are constant within $\pm 6\%$, during the plasma decay.

From this fact follows that for employed experimental conditions (spatial distribution, discharge characteristics, gas pressure etc.) our plasma can be treated as optically thin. On the other hand, Stark width values of these lines measured by Djenize et al. (2000 a, b) in the same plasma conditions agree well with existing experimental and theoretical Stark width values testifying, also, the absence of the self-absorption. This suggest that the comparison between measured and calculated relative line intensity ratios can be employed as a method for estimation of the transition probabilities relatively to the selected referent A values.

Therefore, we suppose that there is at least one pair of lines, belonging to the same multiplet, for which measured and calculated relative line intensity ratios are in agreement during the whole plasma decay period. If such agreement really exist one can accept these lines with corresponding transition probabilities as the referent A values. Among the lines that we have investigated, see Fig.2., described behavior is found for the 278.896 nm and 280.944 nm transitions, while existing A values of the 283.025 nm and 277.626 nm transitions have to be corrected in according to the experimental I_1/I_2 values. These corrected values are presented in Tab.1.

On the basis of the known transition probabilities it is possible to determine unknown A values by using the relative line intensity ratio dependence on the electron temperature (Griem 1964, 1974, 1997):

$$I_1/I_2 = (g_1 A_1 \lambda_2 / g_2 A_2 \lambda_1) exp(\Delta E_{21} / kT) \quad (2)$$

This relation allow the mutual comparison between relative intensities of the spectral lines that origin from the highly different parent energy levels. Using the Eq. (2) A values for the 251.328 nm, 252.569 and 259.947 nm transitions have been obtained relative to the 280.044 nm and 278.896 transitions.

Transit.	Multip.	λ (nm)	E(eV)	g	$A_w(10^8 s^{-1})$	$A_{exp}(10^8 s^{-1})$	
4s - 4p	$^4P - ^4D^0$	283.025	35.49	4	1.4	$1.65 \pm 10\%$	
		277.626	35.49	4	1.1	$1.60 \pm 10\%$	
		278.896	35.55	6	1.9	$1.90 \pm 10\%$	
		280.944	35.65	8	2.6	$2.60 \pm 10\%$	
	$^4P - ^4S^0$	251.328	36.17	4	—	$2.25 \pm 15\%$	
		$^2P - ^2P^0$	252.569	36.66	2	—	$2.00 \pm 15\%$
			259.947	36.67	4	—	$2.50 \pm 15\%$

Table 1. Atomic data for the seven researched Ar IV spectral lines. E and g denote the upper level energy and the corresponded statistical weights. A_w is the existing transition probability (Wiese et al. 1969) and A_{exp} is the new value obtained by us.

References

- Allen C.W., 1973, *Astrophysical Quantities*, 3rd ed., The Athlone Press, London.
- Davies, J.T., Vaughan J.M., 1963, *Astrophys. J.* **137**, 1302.
- Djeniže S., Srećković A., Labat J., Konjević R., Popović L.Č.: 1991, *Phys. Rev. A.*, **44**, 410.
- Djeniže S., Milosavljević V., Srećković A.: 1998, *JQSRT*, **59**, 71.
- Djeniže S., Bukvić S., Mišković D.: 2000a, *Publ. Astron. Obs. Belgrade*, **67**, 53.
- Djeniže S., Bukvić S., Mišković D.: 2000b, *A& A Supp. Series* (submitted).
- Griem H.R.: 1964, *Plasma Spectroscopy*, Mc Graw-Hill, New York.
- Griem H.R.: 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Acad. Press, New York.
- Griem H.R.: 1997, *Principles of Plasma Spectroscopy*, Cambridge Univ. Press, Camb.
- Hartree D.R.: 1956, *The Calculation of Atomic Structures*, J. Wiley & Sons, New York.
- Lide D.R. (Editor-in-Chief): 1994, *CRC Handbook of Chemistry and Physics*, 74th edition (CRC Press, Boca Raton, USA).
- Rompe R., Steenbeck, M.: 1967, *Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik*, Band 1, Akademie Verlag, Berlin.
- Striganov R.A., Sventickii N.S.: 1966, *Tablici Spectralnjjh Linii*, Atomizdat, Moscow.
- Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M.: 1966, *Atomic Transition Probabilities*, Vol. I NSRDS-NBS 4 (DC.V.S.Government Printig Office, Washington).
- Wiese W.L., Smith M.W., Miles B.M.: 1969, *Atomic Transition Probabilities*, Vol. II NSRDS-NBS 22 (DC.V.S.Government Printig Office, Washington).

EXPERIMENTAL STARK WIDTHS IN THE Ne II SPECTRUM

S. DJENIŽE and V. MILOSAVLJEVIĆ

*Faculty of Physics, University of Belgrade,
P.O.B.368, 11000 Belgrade, Serbia, Yugoslavia
E-mail: steva@rudjer.ff.bg.ac.yu*

Abstract. Stark widths of three Ne II spectral lines (372.708, 341.482 and 341.777 nm) belonging to the $3s^2P - 3p^2D^0$ and $3p^2D^0 - 3d^2F$ transitions have been measured in the linear, low pressure, pulsed neon arc plasma at 31 000 K and 34 500 K electron temperatures and corresponded electron densities of $0.95 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ and $1.83 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, respectively. Our experimental Stark widths data have been compared to the existing experimental and theoretical Stark width values.

1. INTRODUCTION

In the papers published by Blagojević et al. (1999) and Djenize (2000) the existing experimental, theoretical and estimated Stark FWHM (full-width at half intensity maximum, W) values have been mutual compared. This comparison show satisfactory agreement between experimental (Platiša et al. 1978; Purić et al. 1987; Konjević & Pittman 1986; Blagojević et al. 1999) and theoretical (Griem 1974) W values, especially in the case of the $3s^3P - 3p^2D^0$ transition. However, the experimental W values lie only little over the SC theoretical predictions based on the semiclassical approaches (Griem 1974). The estimated INS values evaluated from the Stark width regularities along neon isonuclear sequence (Djenize et al. 1990; Djenize & Labat 1996) agree with SC and other experimental W values. Contrary, in the case of the $3p^2D^0 - 3d^2F$ transition the INS estimations provide higher W values in comparison to the SC values. In both case of the transitions, modified semiempirical (SEM) approaches (Dimitrijević & Konjević 1980; Blagojević et al. 1999) provide smaller W values.

We have measured Stark FWHM values of three Ne II spectral lines at two discharge conditions in neon plasma using the linear low pressure pulsed arc as a plasma source.

2. EXPERIMENT AND RESULTS

The modified version of the linear low pressure pulsed arc (Djenize et al. 1991,1998) has been used as a plasma source. A pulsed discharge was driven in a quartz discharge tube of 5 mm inner diameter and effective plasma length of 7.2 cm (Fig. 1 in Djenize et al. (1991,1998)). The tube has end-on quartz windows. The working gas was neon at 130 Pa filling pressure in constant flux flowing regime. A capacitor of $14 \mu\text{F}$ was charged up to 1.5 kV and 2.5 kV, respectively. Spectroscopic observation of isolated spectral lines were made end-on along the axis of the discharge tube. The line profiles

were recorded using a step-by-step technique, described in our earlier publications. The spectrograph exit slit ($10\ \mu\text{m}$) with the calibrated photomultiplier was micro-metrically traversed along the spectral plane in small wavelength steps ($0.0073\ \text{nm}$). The averaged photomultiplier signal (five shots at each position) was digitized using an oscilloscope, interfaced to a computer.

Plasma reproducibility was monitored by the Ne II and Ne III lines radiation and, also, by the discharge current (it was found to be within 3%). Recorded line profiles can be fitted to the Voigt function as a superposition of the Gauss (instrumental and Doppler broadening) and Lorentz (Stark broadening) functions. The standard deconvolution procedure (Davies & Vaughan 1963) was computerized using the least square algorithm. Stark widths have been obtained with $\pm 10\%$ accuracy at given T and N . Great care was taken to minimize the influence of self-absorption on Stark width determinations. The opacity was checked by measuring line-intensity ratios within multiplet (${}^2D^0 - {}^2F$). The values obtained were compared with calculated ratios of the products of the spontaneous emission probabilities and the corresponding statistical weight of the upper levels of the lines. These ratios differed by less than $\pm 9\%$, testifying absence of the self-absorption. The necessary atomic data were taken from Wiese et al. (1966).

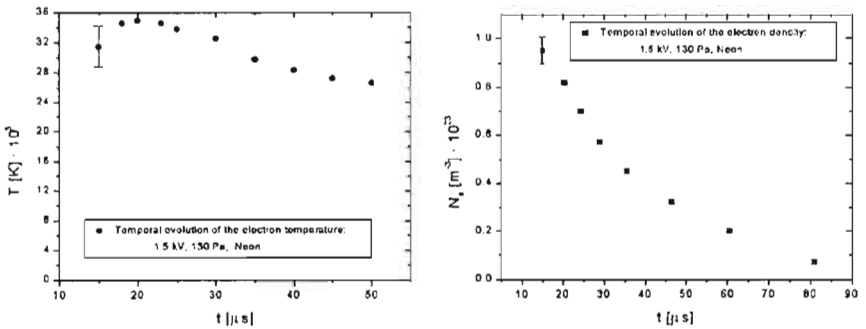


Fig.1. Electron temperature (T) and density (N) decay at 1.5 kV bank energy

The plasma parameters were determined using standard diagnostic methods (Rompe & Steenbeck 1967). Thus, the electron temperature (T) was determined from the Boltzmann-plot of 14 Ne II lines (331.98, 336.06, 337.18, 341.48, 341.69, 341.77, 350.36, 356.83, 366.41, 369.42, 429.04, 439.19, 440.93 and 441.32 nm) with a corresponding upper-level energy interval of 7.52 eV with an estimated error of $\pm 7\%$, assuming the existence of LTE, according to criterion from Griem (1974). All necessary atomic data were taken from Wiese et al. (1966). The electron density (N) decay was measured using a well known single laser interferometry technique for the 632.8 nm He-Ne laser wavelength with an estimated error of $\pm 7\%$. The electron density and temperature decay's are presented in Fig. 1 (for the 1.5 kV bank energy). Our experimental W data are given in the Tab.1.

Table 1. Measured W values at various plasma parameters.

Transition	λ (nm)	W (nm)	
		31 000 K $0.95 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$	34 500 K $1.83 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
$3s^2P - 3p^2D^0$	372.708	0.0128	0.0225
$3p^2D^0 - 3d^2F$	341.482	0.0145	0.0262
	341.777	0.0140	0.0251

3. DISCUSSION AND CONCLUSION

In order to allow easy comparison among measured and calculated Stark width values, we report in Fig.2. variations of W (FWHM) with the electron temperatures for a given electron density equal to 10^{23} m^{-3} . Theoretical predictions are calculated on the basis of the modified semiempirical formulae (SEM) and semiclassical theory (SC). INS denote estimated W values calculated on the basis of the obtained regularities along a neon isonuclear sequence (Djeniže et al. 1990; Djeniže & Labat 1996; Djeniže 2000).

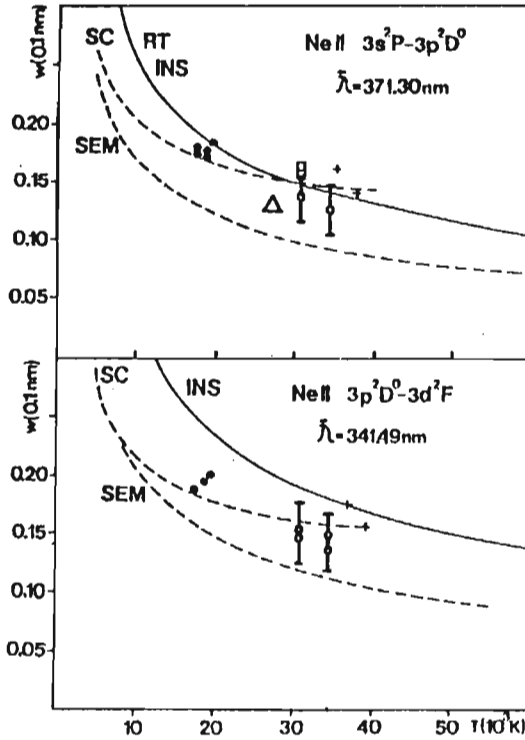


Fig.2. Stark FWHM values vs. electron temperature at an 10^{23} m^{-3} electron density. \circ , this work; \bullet , Blagojević et al. (1999); \square , Platiša et al. (1978); \triangle , Konjević & Pittman (1986); $+$, Purić et al. (1987); SC, Griem (1974); SEM, Blagojević et al. (1999); INS, Djeniže et al. (1990) and Djeniže & Labat (1996) for the 3s-3p, and Djeniže et al. (1990) for the 3p-3d transition. Error bars include uncertainty estimates in width ($\pm 10\%$) and electron density ($\pm 7\%$) measurements. $\bar{\lambda}$ is the mean wavelength in multiplet.

One can conclude that our new experimental W data confirm the earlier observed experimental W values around 30 000 K electron temperature and lie between SC and SEM (within experimental accuracy's) theoretical values. It should be pointed out that the estimated INS values agree satisfactory with experimental data in the case of the 3s-3p transition, but in the case of the 3p-3d transition the INS estimations definitively overvalue the existing Ne II Stark width values. From this statement follow that new determination of the INS regularities is necessary taking into account newly experimental Stark FWHM values of the Ne II, Ne III, Ne IV, ... spectral lines in the case of the 3p-3d transition.

References

- Blagojević B., Popović M.V., Konjević N.: 1999, *Physica Scripta*, **59**, 374.
 Davies, J.T., Vaughan J.M.: 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 1302.
 Dimitrijević M.S., Konjević N.: 1980, *JQSRT*, **24**, 451.
 Djeniže S., Labat J., Platiša M., Srećković A., Purić J.: 1990, *Astron. Astrophys.*, **227**, 291.
 Djeniže S., Srećković A., Labat J., Konjević R., Popović L. Č.: 1991, *Phys. Rev. A.*, **44**, 410.
 Djeniže S., Labat J.: 1996, *Proceed. of the 18th SPIG*, 271, Kotor, Yugoslavia.
 Djeniže S., Milosavljević V., Srećković A.: 1998, *JQSRT*, **59**, 71.
 Djeniže S.: 2000, *Serb. Astron. J.*, (submitted).
 Griem H.R.: 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Acad. Press, New York.
 Konjević N., Pittman T.L.: 1986, *JQSRT*, **35**, 473.
 Platiša M., Dimitrijević M.S., Konjević N.: 1978, *Astron. Astrophys.*, **67**, 103.
 Purić J., Djeniže S., Srećković A., Labat J., Čirković Lj.: 1987, *Phys. Rev.*, **A35**, 2111.
 Rompe R., Steenbeck, M.: 1967, *Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik*, Band 1, Akademie Verlag, Berlin.
 Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M.: 1966, *Atomic Transition Probabilities*, Vol. I NSRDS-NBS 4 (DC.V.S.Government Printig Office, Washington).

LOCAL PLASMA DIAGNOSTICS USING TOTAL EMISSION SPECTRA

E. Ershov-Pavlov

*Institute of Molecular and Atomic Physics, National Academy of Sciences
70 F. Skaryna Ave., 220072 Minsk, Belarus.
Tel.: +375 17 284 09 54, E-mail: ershov@imaph.bas-net.by*

Plasma diagnostics by Optical Emission Spectroscopy (OES) is based upon relations between plasma parameters and plasma emissivity. The latter commonly depends on plasma parameters in a non-linear way. As far as real plasmas are neither homogeneous nor steady ones, at the plasma diagnostics one has to find local (in time and space) emissivity values from measured plasma emission spectra. Generally, it is a rather complex inversion problem, which is often simplified supposing plasma volumes have axial symmetry and do not change during the record time. Precise measurements of the parameters and of their real distribution in time and space are problematic, because they demand plasma emission spectra recording at high time and space resolution, as well as tomography technique application is necessary.

Recently the technique was developed for OES measurements of plasma parameters avoiding an axial symmetry approximation (Kurskov, 1990, Bousrih, 1995, Megy, 1995). The technique uses so called Plane Symmetry Approximation (PSA) for the temperature distribution presentation (Bousrih, 1995). The plasma is supposed close to LTE and optically thin. Also it has temperature $T < T_m$ (T_m is the «norm temperature» for the spectral component under consideration). The temperature distribution in the observation direction can be approximated as having one maximum and a monotone fall around it. The distribution in other directions can be arbitrary one. In its general form the technique allows to measure parameter maximum values in the observation direction. Displacing observation lines at a chosen (constant) common direction, one can obtain a two-dimensional distribution of the maximum values and present it in a plane perpendicular to the observation line. For every line, the plasma volume limited by the optical aperture of the recording system is supposed to be homogeneous. Temperature distribution in the observation direction is chosen to have a parabolic form: $T(y) = T_0 [1 + (y/y_0)^\alpha]^{-1}$. Supposing $kT_0 \ll E_k$ (E_k is upper energy level of the optical transition), very simple relations between directly measured intensity and local plasma parameters at maximum temperature T_0 can be obtained (Bousrih, 1995) and practically used (Megy, 1995, Frugier, 2000).

Further development of the technique (Ershov-Pavlov, 1999, Ershov-Pavlov and Kurskov, 1999) has shown the approach applicability also for OES measurements in fluctuating plasmas. The fluctuations have been considered as

time changes of the plasma temperature profile along the observation line. Maximum temperature T_0 is chosen depending on time with other profile parameters being constant, because plasma emissivity depends exponentially on temperature. Two cases of plasma fluctuations have been examined: stochastic and (quasi)periodic ones. The first case is characteristic, e.g., for electric arcs (due to processes on the electrodes) and for turbulent jets, when there are stochastic emission changes and spatial displacements of plasmas across the observation line. The second case can be due to pulsations of the electric power supplied. The development results allow to measure local parameters of inhomogeneous fluctuating plasmas using spectral line intensity and profiles in the plasma total emission. The resulting technique does not require time-resolved recording of the emission. The plasma time behaviour is accounted for using prior observations made at the necessary time resolution.

The numerical and analytical codes have been developed to analyse total emission spectra formation and their dependence on time and space characteristics of the plasma under consideration (Ershov-Pavlov, Stepanov, 2000). Extensive numerical simulations have been performed for emission spectra of the plasma volumes having different spatial distributions and time behaviour of the parameters. Simple relations are found between intensity and profile characteristics (half-widths, shifts) of spectral lines for the plasma local (in time and space) emissivity and the same values in the spectra of the plasma volume total emission recorded during the observation time. For chosen diagnostic lines, the relations factors can be readily calculated and the relations can be applied for local diagnostics of the plasma. The results have been compared with the analytical approximations. Resulting data have confirmed the technique applicability at plasma diagnostics. Also they allow to find limits of the technique use and a range of possible errors at the application.

References

- Kurskov A., Ershov-Pavlov E., Chvyaleva L.: 1990, *Preprint of the Institute of Physics*. Academy of Science of Belarus, Minsk, No589.
- Bousrih S., Megy S., Ershov-Pavlov E., and Baronnet J.-M.: 1995, *Proceedings of the 12th International Symposium on Plasma Chemistry*, Minneapolis, **4**, 1819.
- Megy S., Bousrih S., Baronnet J.-M., Ershov-Pavlov E et al.: 1995, *J Plasma Chemistry and Plasma Processing*, **15**, 309.
- Ershov-Pavlov E.: 1999, *Progress in Plasma Processing of Materials*, Begell House, N.-Y., 405.
- Ershov-Pavlov E., Kurskov A., 1999, *Proceedings of the 14th International Symposium on Plasma Chemistry*, Prague, **1**, 185.
- Ershov-Pavlov E., Stepanov K.: 2000, *J. High Temperature Material Processes*, to be published.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В ПЛОСКОСТИ МИШЕНИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ И РАССЕЯННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.В.Ефремов, Л.Я.Минько, А.Н.Чумаков

*Институт молекулярной и атомной физики Национальной академии наук Беларуси
проспект Ф.Скорины 70, 220072 Минск, Беларусь*

Аннотация. Показано, что плотность мощности видимого излучения лазерной плазмы на мишени достигает 2×10^{-5} % (рассеянного лазерного до 2×10^{-3} %) от плотности мощности воздействующего лазерного излучения и монотонно уменьшается с удалением ζ от пятна облучения пропорционально ζ^{-4} .

1. ВВЕДЕНИЕ

При лазерном воздействии на материалы значительная часть энергии лазерного излучения (ЛИ) переизлучается плазмой. Поэтому знание пространственно-временного распределения интенсивности излучения приповерхностных лазерных плазменных образований необходимо для многих практических задач лазерной обработки материалов и контроля лазерных технологических процессов. Исследования излучательных характеристик лазерной плазмы в видимой и ИК областях спектра выявили квазилинейную зависимость энергетической силы излучения лазерных приповерхностных плазменных образований от плотности мощности ЛИ и вытянутость индикатрис излучения плазмы в направлении от мишени (Чумаков и др., 1994). В настоящей работе измерены потоки излучения лазерной плазмы и рассеянного ЛИ на мишень, а также выяснено их распределение в плоскости мишени.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Приповерхностная лазерная плазма получалась при воздействии на мишень из алюминия излучения YAG:Nd³⁺-лазера (Ефремов и др., 1992) в трех режимах работы: а) на основной гармонике $\lambda=1,064$ мкм в моноимпульсном режиме ($\tau=20$ нс); б) на основной гармонике $\lambda=1,064$ мкм в режиме свободной генерации ($\tau=80$ мкс); в) на второй гармонике $\lambda=0,532$ мкм в моноимпульсном режиме ($\tau=14$ нс). Лазерное излучение фокусировалось плоско-выпуклой линзой ($f=115$ мм) в пятна диаметром $d=0,7$ мм {режимы а) и б)} и $d=0,35$ мм {режим в)}. При необходимости ЛИ ослаблялось калиброванными светофильтрами из цветных стекол.

Распределение интенсивности видимого и ИК излучения приповерхностной лазерной плазмы в плоскости мишени измерялось с помощью световодной головки с моноволоконном (световой диаметр 0,8 мм), один торец которого устанавливался в области измерений, а второй состыковывался с фотоприемником на основе ФЭУ-112. Регистрация световых потоков осуществлялась как в узких (3-5 нм), так и в

относительно широких (~100 нм) спектральных интервалах, выделяемых интерференционными фильтрами. Были предприняты меры по предотвращению попадания на приемную площадку световодной головки рассеянного и отраженного от конструктивных элементов излучения плазмы и лазера: установлены поглощающие экраны и ловушки для ЛИ, заднафрагмирована фокусирующая линза до размеров лазерного пучка (~ 8 мм) и т.д.

Экспериментальные распределения интенсивности излучения приповерхностной лазерной плазмы на длине волны 0,695 мкм в спектральном интервале $\Delta\lambda=3.6$ нм, полученные при воздействии в режиме а) для двух плотностей мощности ЛИ: 1,1 и 0,12 ГВт/см², представлены на рис. 1. Приемная площадка световодной головки располагалась и перемещалась в плоскости мишени.

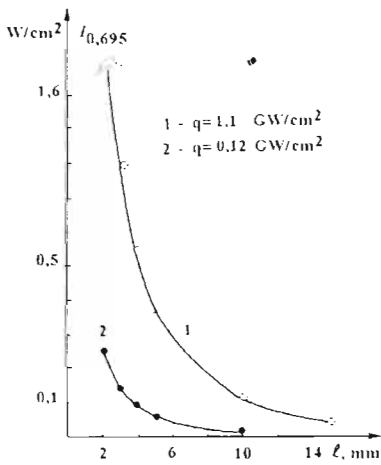


Рис. 1

Эксперименты показали, что несмотря на принятые меры по ослаблению света, отраженного от конструктивных элементов, полностью устранить влияние фокусирующей линзы не удалось. Так, например, перемещение по направлению к мишени диафрагмирующей линзы шторки приводило к изменению сигнала с фотоприемника для определенных местоположений приемной площадки относительно пятна облучения. Анализ показывает, что это связано с сильным отличием углов падения на приемную площадку двух частей светового потока, одна из которых формируется за счет излучения, распространяющегося непосредственно от факела, а другая -

при отражении излучения факела на фокусирующей линзе. Действительно, отраженный поток с небольшой энергией, падающий почти перпендикулярно на фиксированную площадку поверхности, может в некоторых случаях внести больший вклад в плотность мощности излучения на этой площадке, чем скользящий световой поток с большой энергией. Таким образом, получаемые при таких измерениях результаты в определенной степени зависят от расположения фокусирующих и других конструктивных элементов, особенно при небольших размерах факела.

В режиме б) измерения проводились при $q=0.63$ МВт/см². Приемная площадка устанавливалась в плоскости мишени. Так как размер факела вдоль оси лазерного пучка относительно велик (~ 5 мм), то угол падения светового потока на приемную площадку не превышал 60°, и вклад отраженного излучения был незначительным. Характер полученного распределения интенсивности свечения в плоскости мишени на длине волны 0,695 мкм подобен приведенному на рис. 1 и отличается лишь значениями измеренных величин.

Аналогичные измерения были проведены и в режиме в) при плотности мощности воздействующего ЛИ $1,1 \text{ ГВт/см}^2$. Измерения проводились на длине волны $0,634 \text{ нм}$ в спектральном интервале $\Delta\lambda=5,4 \text{ нм}$. С целью получения объективных данных о распределении и максимальных значениях световых потоков на различных расстояниях от факела были проведены измерения также и при установке приемной площадки световодной головки перпендикулярно поверхности мишени. Измеренные распределения при двух положениях световодной головки с учетом диаграммы направленности ее чувствительности дают полную информацию о распространении излучения факела вдоль поверхности мишени. На рис. 2 представлены результаты таких измерений, полученные при параллельном (I_{\parallel}) и перпендикулярном (I_{\perp}) плоскости мишени расположении приемной площадки световодной головки.

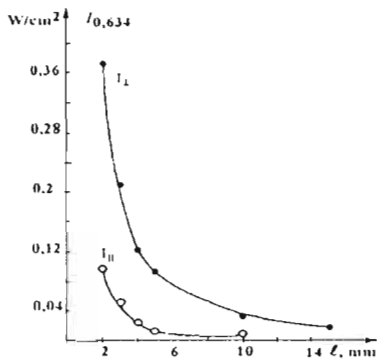


Рис. 2

Проведенные измерения показывают, что значения световых потоков на поверхности мишени в исследуемых участках спектра достигают ($L=2 \text{ мм}$) $0,5$; $0,001$ и $0,1 \text{ Вт/см}^2$ соответственно в режимах а), б) и в), изменяясь с расстоянием от пятна облучения пропорционально L^{-4} . Поэтому зона эффективного светового облучения находится в пределах $L=5-6 \text{ мм}$ от пятна облучения (где плотность мощности светового облучения поверхности уменьшается в 10 раз). При перпендикулярном расположении приемной площадки регистрируемые максимальные значения интенсивности

излучения изменяются с расстоянием пропорционально L^{-2} , достигая $1,1 \text{ Вт/см}^2$ и $0,4 \text{ Вт/см}^2$ при $L=2 \text{ мм}$ в режимах а) и в) соответственно.

Таким образом поток излучения лазерной плазмы (полученной в режиме модуляции добротности ЛИ с $q \sim 1 \text{ ГВт/см}^2$) на мишень монотонно уменьшается с удалением от пятна облучения и при $L=2 \text{ мм}$ в спектральном интервале $\sim 5 \text{ нм}$ составляет $\sim 1 \text{ Вт/см}^2$. Оценка потока в спектральной полосе шириной 1000 нм дает величину $\sim 200 \text{ Вт/см}^2$, что составляет $2 \times 10^{-5} \%$ от плотности мощности воздействующего ЛИ. Образующаяся при воздействии в режиме свободной генерации ($q \sim 1 \text{ МВт/см}^2$) лазерная плазма в том же спектральном интервале излучает поток в 1 мВт/см^2 при $L=2 \text{ мм}$, что в пересчете на спектральную полосу шириной 1000 нм дает $\sim 0,2 \text{ Вт/см}^2$ или также $2 \times 10^{-5} \%$ от плотности мощности падающего ЛИ.

Измерения интенсивности рассеянного ЛИ проводились в режимах и по схеме, описанных выше. Распределение интенсивности рассеянного ЛИ на длине волны $0,532 \text{ мкм}$, полученные в режиме в) при параллельном (I_{\parallel}) и перпендикулярном (I_{\perp}) плоскости мишени расположении приемной площадки световодной головки, представлены на рис.3. Аналогичные распределения интенсивности рассеянного ЛИ на длине волны $1,064 \text{ мкм}$ получены при воздействии в режиме а) для двух

плотностей мощности воздействующего ЛИ: 1,1 и 0,12 ГВт/см² и двух ориентаций световодной головки, а также в режиме б).

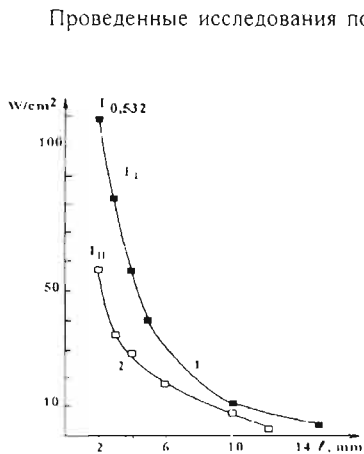


Рис. 3

рассеянного ЛИ изменяются пропорционально l^{-2} , достигая 950 и 110 Вт/см² при $l=2$ мм в режимах а) и в) соответственно (рис. 3, 1).

Таким образом, поток рассеянного ЛИ на мишень при плазмообразовании в режиме модуляции добротности с $E \sim 100$ мДж $\{q \sim 1$ ГВт/см² - режим а)} при $l=2$ мм составляет ~ 1000 Вт/см², а при $E \sim 10$ мДж $\{q \sim 0,1$ ГВт/см² - режим а) и $q \sim 1$ ГВт/см² - режим в)} - 100 Вт/см². В данных условиях интенсивность рассеянного ЛИ для $\lambda=1,064$ мкм составила 1×10^{-4} %, а для $\lambda=0,532$ мкм - 1×10^{-5} % от плотности мощности воздействующего ЛИ. Однако в отличие от интенсивности излучения приповерхностной плазмы, которая пропорциональна плотности мощности воздействующего ЛИ, интенсивность рассеянного ЛИ изменяется пропорционально энергии падающего ЛИ. При плазмообразовании в режиме свободной генерации ($E \sim 200$ мДж, $q \sim 1$ МВт/см²) интенсивность рассеянного ЛИ составляет ~ 10 Вт/см² при $l=2$ мм или 1×10^{-3} % от плотности мощности падающего ЛИ, что на порядок больше, чем при воздействии в режиме модуляции добротности, и связано, по-видимому, с дополнительным рассеянием на образующихся в этих условиях частицах конденсированной фазы.

Литература

- Ефремов В.В., Тылец Н.А., Чумаков А.Н., Шиенок Ю.Ф.: 1992, Приборы и техника эксперимента, N 4, 179-183.
 Чумаков А.Н., Ефремов В.В., Босак Н.А., Минько Л.Я., Чивель Ю.А., Авраменко В.Б.: 1994, Квантовая электроника, 21, 773 - 777.

Измерение температуры газа в тлеющем разряде атмосферного давления по спектру излучения первой отрицательной системы азота.

С.М. Згировский, А.А. Кириллов*, Д.В. Суходолов

Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси,

**Институт физики НАН Беларуси,*

220072, Минск, просп. Ф. Скорины, 70

E-mail: simon@imaph.bas-net.by

Цель настоящей работы заключалась в измерении распределения газовой температуры в тлеющем разряде при атмосферном давлении (ТРАД).

Экспериментальная установка. Тлеющий разряд зажигался в герметичной камере с кварцевыми окнами между двумя электродами: коническим закругленным вольфрамовым анодом (диаметр 6 мм, радиус закругления вершины конуса 2 мм) и плоским катодом, выполненным из стали (диаметр 30 мм, толщина 10 мм). Межэлектродный промежуток был равен 4 мм. Рабочий газ - гелий при атмосферном давлении. Концентрация примесей (H_2 , N_2 , O_2 , Ar , CO_2 , CO , Ne , H_2O) не превышала 0.02%. Разряд поддерживался с помощью источника постоянного тока. В работе использовался сканирующий монохроматор высокого разрешения МДД 500x2 (полуширина аппаратной функции 0.02 нм) с обратной линейной дисперсией 0.5 нм/мм, и оптическая схема позволяющая регистрировать пространственное распределение спектральных линий как вдоль, так и поперек оси разряда. Методика спектральных измерений приведена в [1].

Методика измерений и результаты эксперимента. Для измерения газовой температуры T_g в ТРАД использовался метод относительных интенсивностей вращательных линий электронно-колебательного перехода молекулярного азота, который как примесь содержится в рабочем газе.

Анализ спектров излучения в области 300-600 нм во всех областях ТРАД выявил наличие двух отчетливых и пригодных в работе секвенций $V'-V''=0-0$ $\lambda=391.44$ нм и $0-1$ $\lambda=427.81$ нм первой отрицательной системы азота $V^2\Sigma_u^- \rightarrow X^2\Sigma_g^-$ (1-) и значительно более слабых на уровне шума полос второй положительной системы азота. В качестве рабочей была выбрана секвенция $0-1$ первой

отрицательной системы, как свободная от переналожений с атомарными спектрами.

Методика определения T_g по относительной интенсивности линий полос I- системы N_2 основана на предположении о больцмановском характере заселения молекул N_2 по вращательным уровням в возбужденном электронном состоянии и соответствии измеряемых вращательных температур T_{rot} газовой температуре T_g [2]. Характер заселения вращательных уровней в возбужденном электронном состоянии определялся непосредственно в ходе обработки полученных спектров и во всех экспериментах носил больцмановский характер. Время жизни возбужденного электронного состояния ($B^2\Sigma_u^+$) $\tau_c = 63.1$ нс [3]. Время вращательной релаксации молекулы азота в гелии при атмосферном давлении и температуре 300 К $\tau_{rt} = 0.67$ нс [4] и растет с увеличением температуры до 1000 К в несколько раз. Таким образом, в условиях эксперимента справедливо выполнение условия $\tau_c \gg \tau_{rt}$, что свидетельствует о возможности определения газовой температуры по спектрам испускания I- системы молекулярного иона азота.

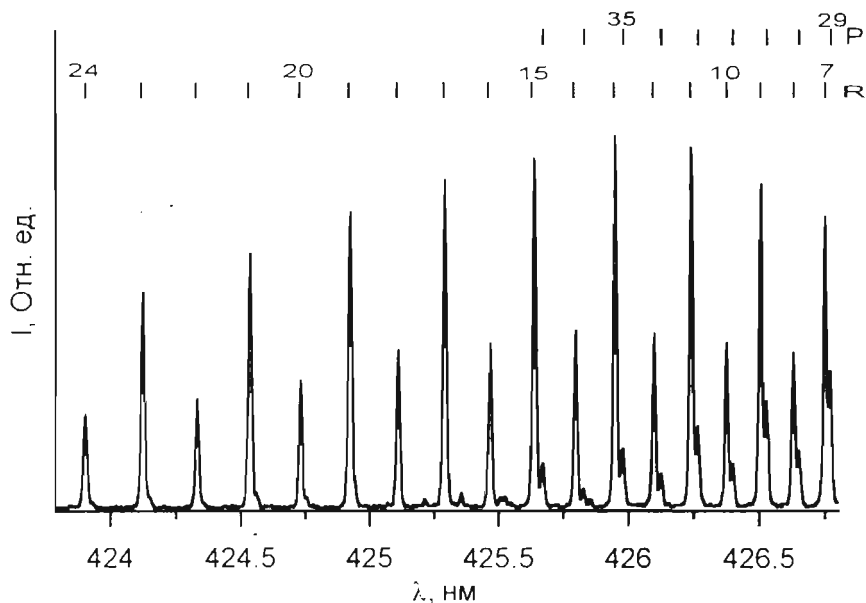


Рис. 1 Спектрограмма участка спектра полосы (0,1) I- системы азота.

Спектрограмма части полосы 1- системы (секвенция 0-1), используемой нами для определения T_v , приведена на рис.1. Как видно из рис.1 полоса состоит из неразрешенных по дублетной структуре P- и R- ветвей, а быстро спадающие с N' спутанные ветви в рассматриваемой части полосы отсутствуют. Необходимые для идентификации вращательных линий полосы длины волн определялись с использованием данных [5]. Для систематических измерений использовались линии R- ветви с $N' > 6$, которые разрешены от лежащих вблизи линий P- ветви.

Интенсивность вращательных линий при наличии бoльцмановского распределения имеет вид:

$$I_{vN'} = const v_{vN'}^4 \cdot S_{vN'} \cdot g_{N'} \cdot (2N' + 1) \exp\left\{-\frac{hcF(N')}{kT}\right\},$$

где $v_{vN'}$ - частота перехода; $g_{N'}$ - статистический вес, обусловленный ядерным спином ($g_{N'} = 1$ для четных N' и $g_{N'} = 2$ для нечетных N'); $F(N')$ - величина вращательного терма для возбужденного электронного состояния; $S_{vN'}$ - фактор Хенля-Лондона R-ветви свернутый по дублетной структуре линии [6]

$$S_{vN'} = N' / (2N' + 1)$$

На рис.2 приведены зависимости $\ln(I_{N'N''}/G_{N'N''})$ от энергии

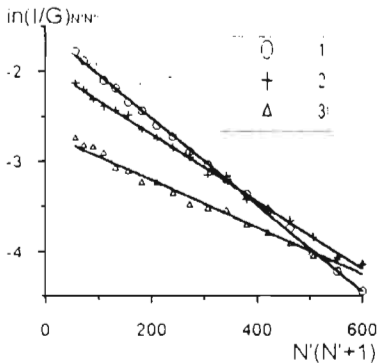


Рис.2 Зависимость $\ln(I/G)_{N'N''}$ от $N'(N'+1)$. $T_{rot} = 620$ K (1); 800 K (2); 1150 K (3)

вращательного терма, где $I_{N'N''}$ - измеренные интенсивности линий, а $G_{N'N''} = S_{vN'} \cdot g_{N'} \cdot (2N'+1)$. Линейный характер зависимостей $\ln(I_{N'N''}/G_{N'N''})$ свидетельствует о бoльцмановском виде распределения по уровням N' . Значения T рассчитывались из соотношения

$$T = (hcB_v) / k \cdot \operatorname{ctg} \alpha,$$

где B_v - вращательная постоянная для данного электронно-колебательного состояния; α - угол наклона прямых $\ln(I_{N'N''}/G_{N'N''}) = \alpha F(N')/B_v + \operatorname{const}$.

На рис.3 представлено измеренное по данной методике в двух сериях экспериментов распределение температуры вдоль оси

разряда. Основные области разряда расположены на следующих

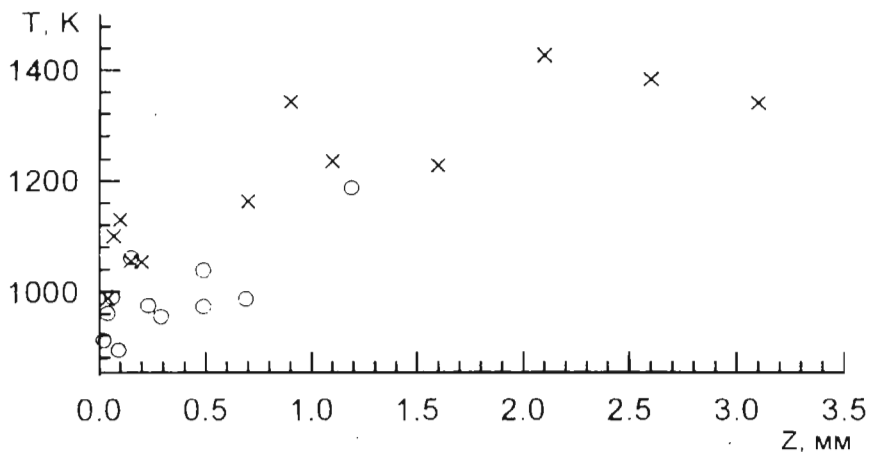


Рис.3 Аксиальное распределение газовой температуры.

расстояниях Z от катода: катодный слой 0–0.1 мм; отрицательное свечение 0.1–0.3 мм; фарадеево пространство 0.3–1 мм; положительный столб 1–3.5 мм. В первых трех областях наблюдается монотонный рост температуры с увеличением расстояния от катода, причем наибольший градиент температуры имеет место в катодной слое. В положительном столбе рост температуры замедляется, она достигает максимального значения при $Z \sim 2$ мм и несколько спадает при приближении к аноду. Работа выполнена при поддержке БРФФИ проект Ф99М-038

Литература.

1. В.И. Архипенко, С.М. Згировский, Л.В. Симончик – ЖПС, т.66, с. 362, 1999.
2. В.Н. Очкин, С.Ю. Савинов, Н.Н. Соболев – Тр. ФИАН, т.157, с. 6, 1985.
3. Л.А. Кузнецова, Н.Е. Кузьменко, Ю.Я. Кузяков, Ю.А. Пластинкин Вероятности оптических переходов. – М.:Наука, 1980.
4. R. Holmes, G.R. Jones, N. Pusat, W. Tempest – Trans. Faraday Soc., v. 58, N 480, p. 2342, 1962.
5. K.A. Dick, W. Benesch, H.M. Crosswhite, S.G. Tilford, R.A. Gottscho and B.W. Field – J. Molec. Spectr., v. 69, p. 95, 1978.
6. G. Herzberg Molecular spectra and molecular structure. 1. Spectra of diatomic molecules. – N.Y.: D. van Nostrand, 1951.

ROTATIONAL TEMPERATURES AT ATMOSPHERIC PRESSURE OF MICROWAVE INDUCED PLASMA

S. Jovičević, M. Ivković, Z. Pavlović and N. Konjević

Institute of Physics, 11081 Belgrade, P.O.Box 68, Yugoslavia

e-mail: jovicevic @ atom.phy.bg.ac.yu

1. INTRODUCTION

In this paper we report the results of radial distribution of rotational temperature (T_{rot}) measurement in an atmospheric MIP with tangential flow stabilization. The rotational temperatures are determined from the relative intensities of OH (R_2 and Q_1 branch) electronic band $A^2 \Sigma - X^2 \Pi (0,0)$. The measurements of rotational temperatures from an to N_2^+ first negative system $B^2 \Sigma_u^+ - X^2 \Sigma_g^+$ (P and R branch) are in progress.

2. EXPERIMENTAL

In the present paper we report measurements performed in the tangential flow stabilized MIP. The instrumental components are summarized in Table 1.

Table 1. Instrumental apparatus and components

Component	Specification
Microwave generator	2.45 GHz model: GMW 24 - 302 DR
Microwave cavity	TEM ₀₁₀ Beenakker type - Van Dalan modification : HMW 25-471
Discharge tube	Mini-MIP-Torch tangential flow Al oxide (6 / 4 mm) (model M52-203)
Nebulizer	right-angle pneumatic nebulizer Meinhard TR30-C3, (SPETEC, Germany)
Monochromator	0.5 m Ebert type (Jarrell Ash 82-025)
Photomultiplier	EMI 9659QB
Picoammeter	Keithley 414 S
Boxcar averager	Stanford Research Systems SR 250
Mirrors M ₁ and M ₃	Plain with aluminized surface
Mirror M ₂	Focal length 50 cm with aluminized surface
Lens	Quartz lens, 8 cm focal length, diameter 2.5cm
X-Y Table	ISEL-automation, Germany

In order to obtain discharge which is temporally and spatially stable we exchange single capillary discharge tube with so called "tangential flow torch" reported by A. Bollo-Kamara [1]. Instead of quartz concentric tubes and thread insert which are fused all together, we used alumina tubes separated by cooper wire. Windings of the wire are the

same as a coils of theirs threaded insert. Analyte sample gas goes through the inner tube, while the plasma support gas is introduced through the outer sleeve and exit from the cooper wire windings with a spatial trajectory. In such a manner, temporally and spatially discharge which is separated from the walls was obtained. Also a discharge wall etching and consequence memory effect are decreased and tube lifetime was prolonged.

For all experiments, argon with continuous flow of $200\text{scm}^3/\text{min}$ is used as a support gas. The forward microwave power of 100 W is also used throughout, while the reflected power never exceeded 3 W. The argon nebulizer gas flow of $20\text{scm}^3/\text{min}$ is always sustained, but under different conditions, see Table 2.

The laterally measured intensities are converted into radial intensities by performing the Abel inversion [2].

Table 2. Experimental conditions

	Nebulizer gas	Support gas	Gas condition
1	Ar+H ₂ O	Ar	Wet
2	Ar+H ₂ O	Ar+2.7% H ₂	Wet
3	Ar+(KCl+H ₂ O)*	Ar	Wet

* water solution of KCl – 1, 2 and 4 mg/ml

3. RESULTS

The rotational temperatures were determined from relative radiance's of $A^2\Sigma - X^2\Pi(0,0)$ electronic band of OH (R_2 and Q_1 branch) see Fig 1. In order to draw the Boltzmann plots transition probabilities data for OH, are taken from Ref. [3], see Table 3.

Table 3. Wavelengths, excitation energies and rotational transition probabilities of the R_2 and Q_1 branches of OH (0-0) rotational band $A_2\Sigma^+ \rightarrow X_2\Pi$,

Lines	λ [nm]	A_k [10^8s^{-1}]	E_k [cm^{-1}]	Lines	λ [nm]	A_k [10^8s^{-1}]	E_k [cm^{-1}]
R ₂ 1	308.4	2.7	32542	R ₂ 16	307.5	61.3	37440
R ₂ 2	308.02	5.7	32643	R ₂ 17	307.81	65.3	38004
R ₂ 3	307.70	8.9	32778.49	R ₂ 18	308.13	69.3	38594
R ₂ 7	307.43	12.8	32947.05	R ₂ 19	308.49	73.4	39209
R ₂ 8	306.91	24.8	33650.38	R ₂ 20	308.9	77.4	39847
R ₂ 8	306.82	28.8	33949.67	Q ₁ 1	307.84	0	32475
R ₂ 13	306.96	49.1	35911.58	Q ₁ 2	307.95	17	32543
R ₂ 14	307.11	53.2	36393.24	Q ₁ 4	308.33	33.7	32779
R ₂ 15	307.3	57.2	36902.9	Q ₁ 5	308.52	42.2	33150

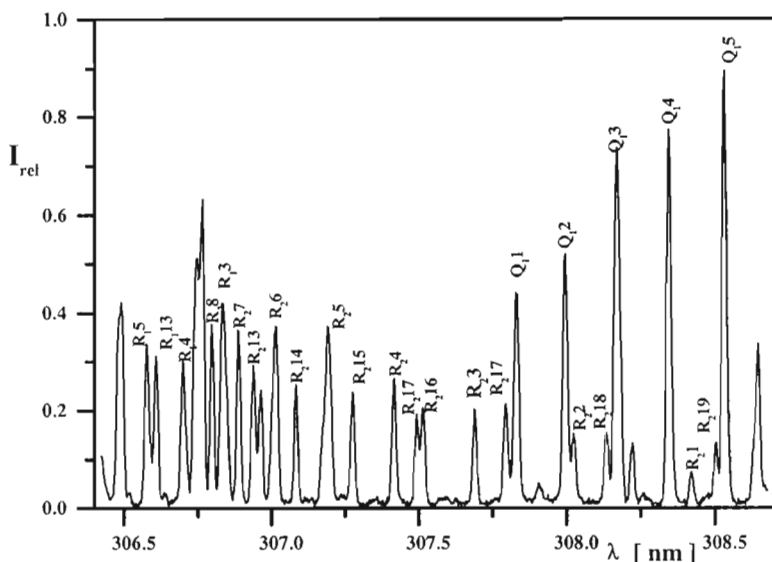


Figure 1. Spectrum of the OH (0,0) band emitted by the wet Ar nebulizer gas and Ar support gas at $H=2000\mu\text{m}$ and from the central portion of MIP.

The typical example of the Boltzmann plot is in Fig.2, while the radial distribution of rotation temperature is given in Figure 3.

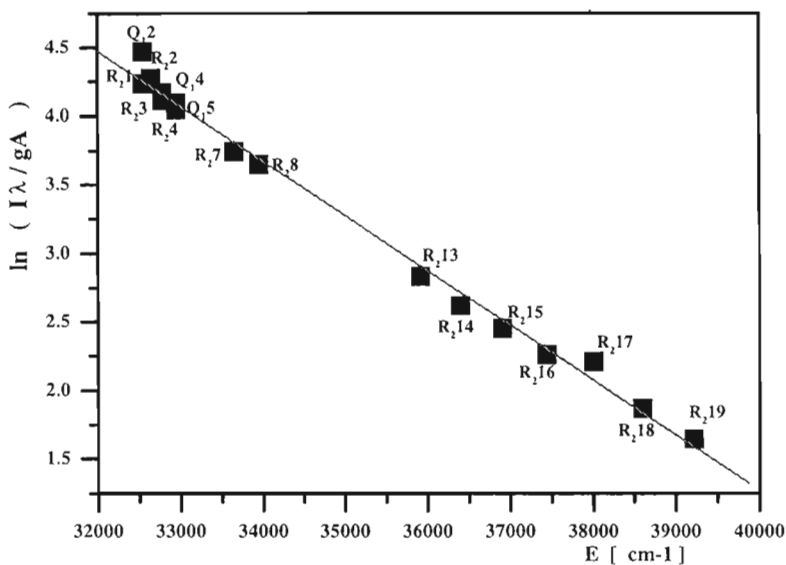


Figure2. Boltzmann plot of R_2 and Q_1 branches of OH (0-0) rotational band emitted by the wet Ar nebulizer gas and Ar support gas at $H=2000\mu\text{m}$ and from the central portion of MIP.

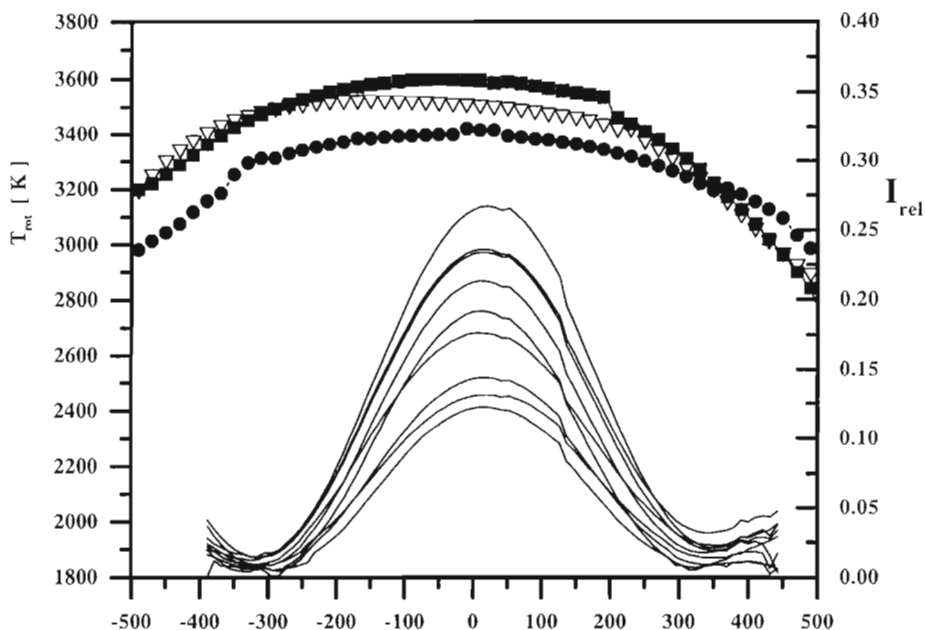


Figure 3. Radial distribution of rotational temperature and integral intensity of some OH band lines with nebulizer gas: (●) wet argon with argon as a support gas; (●) wet argon with argon – hydrogen mixture as a support gas; (▽) wet argon with 2mg/ml KCl and argon as a support gas.

The comparison of results in Fig.3 show that with the studied changes of nebulizer and support gas the radial distribution of rotational temperature remains constant, while the maximum temperature of 3 500 K do not change more than 200 K, what is within the limits of the estimated error of temperature determination.

REFERENCE

1. A. Bollo-Kamara and E.G. Coddling, *Spectrochim. Acta*, Part B, **36** (1981) 973.
2. S. Djurović, *19th Summer School and International Symposium on the Physics of Ionized Gases (SPIG'98), Contributed papers*, (1998) 329.
3. J. Mermet *Inductively coupled plasma emission spectroscopy Part 2. Applications and fundamentals*, Wiley, New York (1987).

ТЕНЕВАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ КОМПРЕССИОННО- УСКОРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

Е.А.КОСТЮКЕВИЧ

Институт молекулярной и атомной физики
Национальной академии наук Беларуси
Пр. Ф.Скарыны, 70. 220072 Минск, Беларусь
E-mail: lrpd@imaph.bas-net.by

Резюме. Рассмотрены возможности теневых методов диагностики для исследования газоразрядных и эрозионных плазменных потоков в различных условиях окружающей среды.

1. ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях плазменных потоков, генерируемых электроразрядными плазмодинамическими системами, находят заметное распространение методы визуализации оптических неоднородностей, в том числе и разнообразные варианты теневого метода. Отличаясь сравнительной простотой в реализации, этот метод вместе с тем предоставляет значительную сложность в отношении количественной обработки результатов, обусловленную, в частности, необходимостью применять в расчетах процедуру двойного интегрирования, что отрицательно сказывается на точности измерения рефракции плазмы. Тем не менее анализ теневых спектров порой позволяет находить с меньшими затратами ряд других параметров плазменного потока. Наконец, визуализация ударно-волновых структур, сопровождающих течение плазмы, дает возможность получить более полное представление об исследуемом процессе. Ниже представлен обзор работ, выполненных с применением теневых методов.

2. МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЙ КОМПРЕССОР (МПК)

Динамику взаимодействия генерируемого МПК компрессионного потока с неподвижной преградой изучали с помощью теневого прибора ($D=120$ мм), сопряженного с фоторегистратором СФР (Асташинский, 1984). Источником света служил рубиновый лазер, работавший в режиме свободной генерации. Газоразрядный ускоритель с энергией накопителя 30 кДж работал в режиме остаточного газа (азота) в диапазоне давлений 133÷665 Па. Скорость набегания потока на текстолитовую преграду, установленную в 12 см от торца внутреннего электрода, составляла $\sim 5 \cdot 10^6$ см/с.

Воздействие компрессионного плазменного потока на преграду приводит к появлению у ее поверхности ударносжатого слоя плазмы. Примерно с 45 мкс от начала тока разряда в непосредственной близости от ударносжатого приповерхностного слоя плазмы на расстоянии ~ 2 см от поверхности преграды формируется скачок уплотнения, который исчезает только с развалом компрессионного потока. Он отчетливо виден на кинокадрах теневой картины исследуемого процесса (рис. 1).



Рис. 1

При оптимизации работы МПК в режиме с клапанным напуском водорода исследование формы газового импульса и определение расхода газа проводили с помощью интерференционно-теневого устройства на основе He-Ne лазера (Асташинский, 1991). Излучение лазера, отражаясь от тонкой клиновидной пластинки, пересекает поток газа в заданной точке и падает на точечную диафрагму, образуя на ней систему интерференционных полос, частота которых определяется углом клина. Установленный за диафрагмой фотоумножитель регистрирует модуляции излучения, обусловленные изменением рефракции в потоке. Особенность устройства в том, что оно

позволяет измерять угол отклонения луча в неоднородности непосредственно из осциллограммы, не прибегая к трудоемким процедурам калибровки. Типичная осциллограмма формы газового импульса приведена на рис. 2.

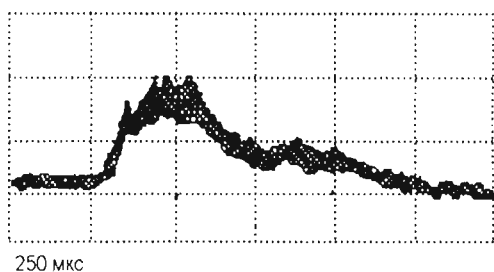


Рис. 2

3. КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ СИЛЬНОТОЧНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

В экспериментах использовали теневой прибор с полем зрения 200 мм. Температуру плазмы определяли из результатов экспериментов по набеганию сверхзвукового компрессионного потока на тонкий клин с острой передней кромкой, установленный под нулевым углом атаки на расстоянии 35 см от среза катодного трансформера (Асташинский, 1998). По углу наклона линий возмущений (углу Маха), отходящих от вершины клина, можно определить число Маха набегающего потока. Зная скорость потока, можно определить температуру плазмы:

$$T_{pl} \approx \frac{(V_{m1} \cdot \sin \alpha)^2 \cdot M_i}{\gamma k (1 + z)}, \quad (1)$$

где V_{m1} — скорость плазмы компрессионного потока, α — угол Маха, M_i — масса иона, z — заряд иона, k — постоянная Больцмана, γ — показатель адиабаты Пуассона.

На рис. 3 представлен типичный теневой спектр обтекания клина компрессионным плазменным потоком. Измеренные значения температуры плазмы составили 10-15 эВ.



Рис. 3

4. КОАКСИАЛЬНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

Полученные при исследованиях коаксиального плазменного ускорителя с утопленным центральным электродом и протяженным цилиндрическим изолятором теневые снимки истечения плазмы из межэлектродного канала позволили прояснить картину формирования плазменного потока. При давлениях до 4 тор пробой между центральным и кольцевым электродами развивается симметрично по множественным токовым каналам, более или менее равномерно распределенным по внутренней стенке диэлектрической вставки. Каждый из них инициирует свою ударную волну. Эти волны с удалением от торца кольцевого электрода образуют плоский волновой фронт (рис. 4а). При более высоких давлениях пробой между электродами происходит по 1-2 каналам, что приводит к нарушению симметричности как волнового фронта, так и фронта свечения плазменного потока (рис. 4б).

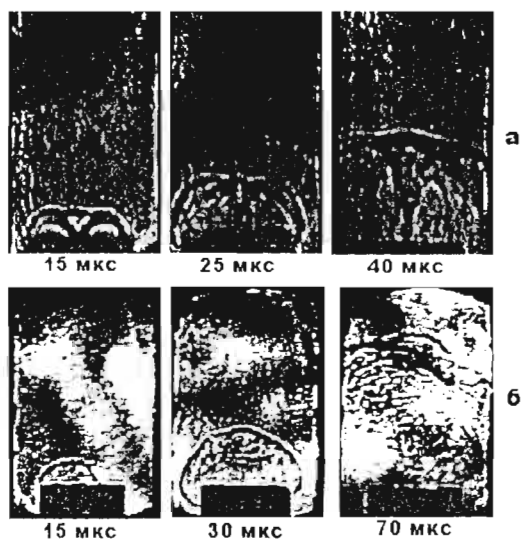


Рис. 4

ЛИТЕРАТУРА

Асташинский В.М., Баканович Г.И., Минько Л.Я.: 1984, Физика плазмы, **10**, 1058.

Асташинский В.М., Ефремов В.В., Костюкевич Е.А. и др.: 1991, Физика плазмы, **17**, 1111.

Асташинский В.М., Костюкевич Е.А., Маньковский А.А., Минько Л.Я.: 1998, Конф. по физике низкотемпературной плазмы "Плазма XX век". Петрозаводск, Россия, **1**, 84.

INFRARED COMPLEX

O.P.Kuznechik, V.N.Gorenkov and O.O.Kuznechik

Observatory of the BSU, 4 Fr. Skariny av., Minsk 220050, Belarus

SUMMARY: Infrared complex consists of IR system with the relative aperture 1.278 : 1, angular field of view 2.65 angular minute and IR system with the relative aperture 10 : 1, angular field of view 2 angular second, assembled on the alike equatorial assemblings.

1. INFRARED SYSTEMS

For the study of background radiation sky and astronomical objects of natural and artificial origin is designed, considering given ^{1, 2}, and made infrared (IR) complex, optimized on spectral region 2-6 μm . Complex consists of two IR systems, assembled on the alike equatorial assemblings: azimuthal corners 0...360⁰; corners of rise -7...+90⁰; accuracy of reading on the azimuth and on the corner of rise 0.1⁰; velocity of laying (under two turns fly - wheel at a second) on the azimuth 48⁰ · sec⁻¹ and on the corner of elevation 31.5⁰ · sec⁻¹

Providing connection of electromechanic drive with velocities of scan on the azimuth and corner of elevation 0.5, 1, 2, 3, 6⁰ · sec⁻¹.

As detectors in IR complex is used: lead sulfur photoresistor PbS (working temperature (T) 195 ... 300 K, area of the detector (A_d) 0.4 × 0.7, 0.7 × 0.7, 1 × 1 mm); lead tellurium photoresistor (T 77 K, A_d 0.7 × 0.7, 1 × 1 mm); indium antimony photodiode and photoresistor (T 77 K, 195 ... 300 K, A_d 0.1 × 0.1, 0.7 × 0.7, 1 × 1 mm).

Investigation spectrum regions stand out by means of the set of band and interference light filters.

1.1. INFRARED SYSTEM 1

Base IR system (refer to Fig. 1) forms a mirror objective with the focal length 639 mm, relative aperture 1.278 : 1, angular field of view 2.65 angular minute. It presents itself demountable frame a body with reinforced in him main parabolic, having hole in the centre, mirror 1 diameter 500 mm and focal length 639 mm and flat mirror 2 diameter 260 mm. Circle of diffusing objective ≤ 0.8 mm. Focusing of objective is realized for distances from ∞ before 6 m by moving a detector along main optical axis of objective with the help of planting rings or with the help of the screw mechanism. In construction of optical instrument system are provided for temperature compensators for of temperature clearances compensation both in the diametrical section, and along optical axis.

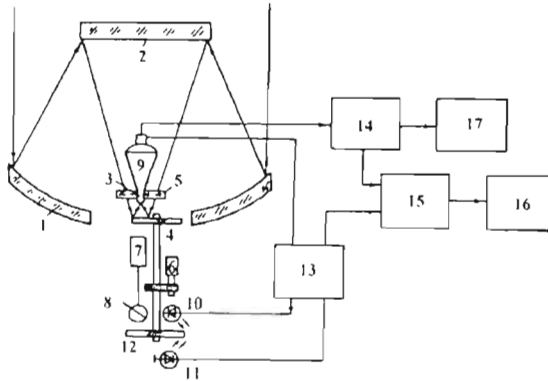
As guide was used mirror - lens telescopic objective of type MTO - 1000 with the focal length (1084 ± 16) mm, relative aperture 10.5 : 1, corner field of vision 2⁰ 30', permit in the centre 28 line / mm, on the field 16 line / mm.

Optical system with guide, lifting mechanism, pointers of corner of rise and azimuth mounted on the rotary platform that allows to direct at objective on any of a firmament area.

Principle of action IR system in the analog mode of measurement is illustrated Fig. 1. Optical system 1, 2 takes a flux of radiation from the sky and directs its on the detector

3. On way of flow of radiation is situated mirror modulator 4, insulated from the air space of objective by means of mount with the removable defensive window 5 from LiF or BaF₂ and provided in the rotation by the motor 6. Hereupon detector alternately takes a flow of radiation from the sky or from the black body 7, herewith is simultaneously realized comparison of flows and their inflection with the frequency 160 ... 960 Hz. Temperature of black body is controlled by the arrowshaped instrument 8. Detector works out an electrical signal, amplitude which proportional differences of flows of radiation from the sky and black body. This signal enters in the input circuit of preamplifier 9.

Structure scheme of the IR system



1, 2 - an optical system; 3 - a detector; 4 - a mirror modulator; 5 - a defensive window from LiF (BaF₂); 6 - a motor of mirror modulator and obturator ; 7 - a black body; 8 - a temperature indicator of black body; 9 - a preamplifier; 10 - a photodiode; 11 - a light - emitting diode; 12 - obturator; 13, 14 - amplifiers; 15 - synchronodetector; 16 - a grapher or personal computer; 17 - an oscilloscope, electromagnetic oscillograph, measuring tape-recorder or personal computer.

Fig. 1

Generator of synchronous voltage works on the principle of optical contact. It consists of the photodiode 10, light emitting diode 11 and, placed between them, revolving obturator 12. Obturator 12 on its form absolutely similar mirror modulator 4, but has smaller sizes. Surface obturator is showed black from both sides. Due to the fact that obturator is fastened on one axis with the modulator, they revolve synchronous and photodiode 10 works out pulses of voltage, frequency of repetition which strictly corresponds a carrying signal frequency. Diameter of holes in the disk obturator considerably exceeds a section of light flow of light - emitting diode 11. So form of generating pulses close to rectangular.

Necessary correlation of phases between synchronous and carrying signals is installed by the way of mechanical moving an optical sensor comparatively obturator 12.

Supporting voltage enters in the amplifier 13 and from it in synchronodetector 15 and in the input preamplifier circuit, where is subtracted from the voltage of signal, worked out by the detector. This operation it is required for removing from the signal, worked out by

the detector, greater its part, stipulated by the significant difference of temperatures of black body and average temperature of the sky, investigation surface or background. Amplitude and phase of compensation voltage, entering in the preamplifier, is adjusted in the amplifier 13 such thus that compensation was possible more packed. Naturally that operation of compensation possible and not to use, if in this there is no need to.

Difference signal is intensified in the preamplifier and enters in selective amplifier 14. On the grapher 16 signals enters after synchronous detecting in the block 15. Oscilloscope 17 serves for observing a signal at the compensation, checking a voltage of compensation and checking of a value of reinforcement of signal.

For writing a signal, instead of the oscilloscope 17, to leaving an selective amplifier 14 possible connect electromagnetic oscillograph or measuring tape-recorder.

For processing a signal is provided also connection through corresponding plug-in cards personal computer to exit a selective amplifier 14 and synchrodetector 15.

Power supply the electronic blocks 14-17 is produced from network of alternating current 50 Hz, 220 V. Power supply the rest blocks is realized from the unit of type ALA-1.5-M, giving alternating current 427 Hz, 115 V, and power sources of direct current of type B5-47.

By work IR system in the mode of measurement a card or photons a motor of mirror modulator and obturator is switched off and mirror modulator stops and is fastened by means of the special fixative in such position, when on the detector is directed a flux from the sky or investigation object.

1.2 INFRARED SYSTEM 2

Base IR systems (refer to Fig. 2) form two alike mirror objective with the focal length 2025.2 mm, relative aperture 10 : 1, angular field of view 2 angular second.

Each from objective consists of: spherical concave mirror 1 diameter $\varnothing = 220$ mm with the hole in the centre (hole is intended for the conclusion of optical radiation on detector) and radius of curvature $R=2089.0$ mm, spherical convex mirror 2 $\varnothing = 80$ mm and $R=1629.3$ mm; demountable frame for fastening a concave mirror; arm for fastening a convex mirror; housing and cover; mount for fastening detector. Mount of detector can move in mutually perpendicular directions within 5 angular minute by adjuster screws. In construction of optical instrument system are provided for temperature compensators for of temperature clearances compensation, both in the diametrical section, and along optical axis.

As guide was used mirror - lens telescopic objective of type MTO - 1000 with the focal length (1084 ± 16) mm, relative aperture 10.5 : 1, corner field of vision $2^{\circ} 30'$, permit in the centre 28 line / mm, on the field 16 line / mm.

Optical system with guide, lifting mechanism, pointers of corner of rise and azimuth mounted on the rotary platform that allows to direct at objective on any of a firmament area.

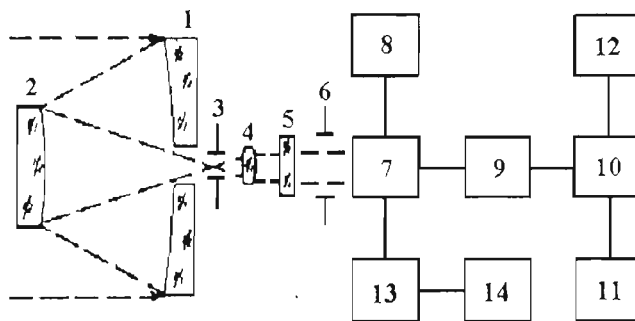
Principle of action IR system is illustrated Fig. 2. Optical system 1, 2 takes a flux of radiation from the sky and directs its on detector 7. On way of radiation flux is situated optical elements 3 - 6.

Detector (D) works out an electrical signal, amplitude which proportional flux of radiation from the sky.

Principle of action IR system is illustrated Fig. 2. Optical system 1, 2 takes a flux of radiation from the sky and directs its on detector 7. On way of radiation flux is situated optical elements 3 - 6.

Detector (D) works out an electrical signal, amplitude which proportional flux of radiation from the sky.

Structure scheme of the IR system



1, 2 - an optical system; 3 - a block of removable diaphragms (with the modulator and generator of supporting voltage), stated in focal plane of objective; 4 - a lens Fabri, intended for the focusing and fixing of exit pupil on detector; 5 - a block removable interference light filters; 6 - iris diaphragm; 7 - detector; 8 - thermoelectric refrigerator, cooler; 9 - a preamplifier; 10 - selective amplifier; 11 - a grapher; 12 - an oscilloscope, personal computer; 13 - a photon counter; 14 - an interface.

Fig.2

The variable electrical signal worked out D, is served on the preliminary amplifier, executed in the manner of the separate block and placed nearby D for reducing of an internal noise and avoiding of additional noise pickups. In the preamplifier output pulse of current D is transformed in the pulse of voltage. This pulse of voltage is modified and intensified to its possible was use for working the following system cascades.

By working of IR system in the analog mode of measurement a signal with D in the beginning enters in the input circuit of preamplifier 9, but then - in selective amplifier 10 and synchrodetector. On the grapher 11 signals enters after synchronous detector. Oscilloscope 12 serves for observing a signal.

In the mode of measurement a card or photons electrical signal with detector enters right in the counter of photons 13, after processing in which, is brought on the interface 14.

For processing a signal is provided also connection through corresponding plug-in cards personal computer to exit an selective amplifier 10.

2. REFERENCES

1. Hadson R., *Infrakrassnye sistemy*, Mir, Moskva, 1972, in Russian.
2. *The infrared handbook*, 4th Printing, Environmental Research Institute, Michigan, 1993.

МОДЕЛЬ ЯРКОСТИ НОЧНОГО БЕЗОБЛАЧНОГО НЕБА

О.П.Кузнечик, В.Н.Горенков, О.О.Кузнечик

Обсерватория БГУ, 4 пр. Ф. Скорины, 220050 Минск, Беларусь

SUMMARY: The night sky model is proposed. It includes different components of light pollution, such as moon scattered light, Zodiacal light, Milky Way, air glow and artificial light pollution. The model is designed for calculating of the efficiency of astronomical installations.

ВВЕДЕНИЕ

Энергетическая яркость ночного безоблачного неба в видимой области спектра обусловлена рассеянным светом Луны, свечением ночного неба и световым загрязнением от близлежащих населенных пунктов.

Свечение ночного неба возникает в атмосфере Земли (собственное ночное свечение атмосферы, полярные сияния), в межпланетном пространстве (зодиакальный свет, противосияние), порождается фоном неразрешаемых и разрешимых звезд, рассеянием на межзвездной пыли в нашей Галактике, приходит из глубин Вселенной. Исследование отдельных составляющих свечения ночного неба дает много сведений о верхней атмосфере Земли, о строении Галактики, об эволюции Вселенной.

Каждая, из перечисленных выше составляющих, вносит свой вклад в интегральную яркость ночного безоблачного неба. Для расчетов интегральной яркости нами предлагается следующая модель /1, 2/.

1. МОДЕЛЬ

1.1. Модель рассеянного света Луны

В видимой области спектра излучение Луны является отраженным светом Солнца. Спектральная яркость L_{λ} участка ночного безоблачного неба, обусловленного рассеянным лунным светом, зависит от фазы Луны α , зенитного угла Луны Z_{Δ} , зенитного угла участка неба Z , угла между Луной и участком неба φ , спектральной оптической толщи атмосферы $\tau_{1,\lambda}$, спектрального альbedo подстилающей поверхности q_{λ} . Распределение этой яркости, по аналогии с Солнцем /3, 4/, описывается следующими соотношениями: при $Z_{\Delta} \neq Z$

$$L_{\lambda} = E_{\Delta, n, \lambda} f(\alpha) \mu_n(\gamma) \tau_{\lambda}^{-1} \{ \exp(-\tau_{1,\lambda} \sec Z) - \exp(-\tau_{1,\lambda} \sec Z_{\Delta}) \} (\sec Z_{\Delta} - \sec Z)^{-1} \sec Z, \quad (1)$$

$$\text{при } Z_{\Delta} = Z \quad L_{\lambda} = E_{\Delta, n, \lambda} f(\alpha) \mu_n(\gamma) \exp(-\tau_{1,\lambda} \sec Z_{\Delta}) \sec Z_{\Delta}, \quad (2)$$

$$\mu_n(\gamma) = f_1(\gamma) + f_2(\gamma) + f_4(\gamma), \quad (3)$$

где $E_{\Delta, n, \lambda}$ - спектральная освещенность от Луны на верхней границе земной атмосферы, $f(\alpha)$ - закон фаз, γ - угол рассеяния, $\mu_n(\gamma)$ - индикатриса яркости, $f_1(\gamma)$ - индикатриса рассеяния, $f_2(\gamma)$ и $f_4(\gamma)$ - члены обусловленные соответственно многократным рассеянием и отражением света от подстилающей поверхности.

Как показали наши измерения и расчеты [1], при спектральной прозрачности атмосферы $p_{\lambda} \geq 0.7$, приведенной к атмосферной массе $m = 2$ ($Z = 60^{\circ}$), распределение относительной спектральной яркости безоблачного неба, обусловленной рассеянным светом Луны, описывается достаточно точно соотношением:

$$L_{\lambda, \lambda'}^{-1} = [1 - \exp(-0.32 \sec Z)] [0.91 + 10 \exp(-3\phi) + 0.45 \cos^2 \phi] \{ 0.274 [0.91 + 10 \exp(3 Z_{\Delta}) + 0.45 \cos^2 Z_{\Delta}] \}^{-1}, \quad (4)$$

где $L_{\lambda, \lambda'}$ - спектральная яркость неба в зените.

1.2. Модель звездной составляющей

Яркость звезд, пространственно концентрирующихся у Млечного Пути, удобнее всего вычислять в галактических координатах (l - галактическая долгота, b - галактическая широта).

В Млечном Пути распределение яркости иррегулярно: в нем присутствуют, как крупномасштабные образования с характерными размерами по галактической долготе $\sim 100^{\circ}$ и по галактической широте $\sim 10^{\circ}$, так и мелкомасштабные - с характерными размерами $\sim 5^{\circ}$, в которых яркость может отличаться для отдельных фрагментов в 2 раза по сравнению с окружающими. В основном, эти вариации обусловлены, темными туманностями в окрестности Солнца и "дырами" межзвездной поглощающей материи. Для полного учета всех мелко масштабных вариаций необходимо использовать детальные карты распределения яркости в Млечном Пути с несколькими сотнями фрагментов. Поскольку мелко масштабные вариации занимают $\approx 5-7\%$, то ими можно пренебречь и в модели использовать только крупномасштабное распределение яркости в Млечном Пути, представляемое 9-ю фрагментами. В пределах каждого из фрагментов яркость предполагается постоянной. Максимальные отклонения от аппроксимации наблюдаются в экваториальной плоскости Млечного Пути и обусловлены его кластерной структурой. На участках, не превышающих размеры $5 \times 5^{\circ}$, относительная ошибка предлагаемой аппроксимации составляет 12 и 18% в системах В и V соответственно.

Вне Млечного Пути ($b < -25^{\circ}$, $b > 17^{\circ}$) яркость звездной компоненты хорошо описывается простыми аналитическими соотношениями:

$$L_{0, \text{с. зв. В}} = 14.7 \operatorname{cosec} |b| - 2.3 \quad (5)$$

$$L_{0, \text{с. зв. V}} = 30.6 \operatorname{cosec} |b| - 6.1.$$

Податмосферная яркость определяется соотношением:

$$L_{\text{с. зв}} = L_{0, \text{с. зв}} p^{\sec Z}, \quad (6)$$

где p - коэффициент прозрачности атмосферы.

1.3. Зодиакальный свет

Зодиакальный свет обусловлен рассеянием солнечного света на межпланетной пыли. Его яркость зависит от эклиптических координат и углового расстояния от

Солнца. Яркость зодиакальной составляющей распределена по небу в виде конуса, ширина и яркость которого увеличиваются от зенита к западному горизонту перед вечерними сумерками и к восточному горизонту - перед утренними.

На основе распределений яркости зодиакального света получено аналитическое соотношение (7), аппроксимирующее распределение яркости зодиакального света. Максимальное отличие аппроксимации от наблюдений не превышает 2 %, а среднее квадратическое отклонение ~ 0.8 % .

$$L_{0, \epsilon, \text{юд}} = 9443 \xi^{-2.261} (g_1 e^{-|\beta|} + g_2) + g_3 (-95^{-1} |\xi - 180| - 0.663^{-1} |\beta|), \quad (7)$$

где $L_{0, \epsilon, \text{юд}}$ - яркость зодиакального света на верхней границе земной атмосферы; $\xi = 180 \pi^{-1} \arccos [\cos \beta \cos (\lambda - \lambda_{\odot})]$; λ_{\odot} , λ - эклиптическая долгота соответственно Солнца и наблюдаемой точки; β - эклиптическая широта; g_i - коэффициенты.

Податмосферная яркость определяется соотношением:

$$L_{\epsilon, \text{юд}} = L_{0, \epsilon, \text{юд}} p^{\sec Z} \quad (8)$$

1.4. Собственное свечение атмосферы

Собственное свечение атмосферы обусловлено фотохимическими процессами, протекающими, в основном, на высотах 80 - 100 км и 250 - 300 км.

Полярные сияния, которые носят нерегулярный характер, в модели не рассматриваются.

Спектральная яркость собственного свечения атмосферы $L_{\epsilon, \lambda, a}$ возрастает от зенита к горизонту, поскольку излучение, в основном, рождается в слое, ограниченном концентрическими сферами с центром в центре Земли, и излучающий объем на луче зрения растет с увеличением зенитного угла

$$L_{\epsilon, \lambda, a} = L_{\epsilon, \lambda, a, Z} \sec Z, \quad (9)$$

где $L_{\epsilon, \lambda, a, Z}$ - спектральная яркость ночного неба в зените.

При отсутствии полярных сияний распределение яркости всегда пропорционально $\sec Z$. Величина $L_{\epsilon, \lambda, a, Z}$ меняется при изменении солнечной активности, геофизических факторов и с широтой.

1.5. Световое загрязнение

Обобщая результаты ряда работ, для оценки светового загрязнения $L_{\epsilon, g}$ ночного неба городом с энергетической светимостью $M_{\epsilon, g}$ на расстоянии r от наблюдателя до города, нами получено следующее соотношение:

$$L_{\epsilon, g} = M_{\epsilon, g} 2^{-1} \pi^{-1} \iint_A h d h d \varphi \int_0^{\infty} (r^{-2} + A) F(r, l) (k_1 + k_2) dl, \quad (10)$$

$$k_i = f_i(\theta, \beta, 4^{-1} \pi^{-1}) N_i(z) N_i^{-1}(0); i = 1, 2,$$

учитывающее однократно рассеянный свет, идущий от города к наблюдателю. Функция $F = (r, l)$ учитывает ослабление света в результате его рассеяния моле-

кулами воздуха и аэрозолями. В k_i заключена информация об индикатрисах рассеяния, коэффициентах рассеяния и концентрации частиц для воздуха и аэрозолей в точке первичного рассеяния. Интегрирование проводится по площади города и по лучу зрения наблюдателя l . Для оценки были взяты приблизительные значения площади города, что мало влияет на величину энергетической яркости, рассчитанную по соотношению (10).

Энергетическую светимость города можно вычислить, если известны измеренные значения энергетических яркостей $L_{e,n,1}$ и $L_{e,n,2}$ ночного безоблачного неба при отсутствии Луны на одной и той же высоте при двух разных азимутах. Из соотношения (10) имеем:

$$M_{e,g} = (L_{e,n,1} - L_{e,n,2})[(L_{e,g} M_{e,g}^{-1})_1 - (L_{e,g} M_{e,g}^{-1})_2]^{-1}, \quad (11)$$

где $(L_{e,g} M_{e,g}^{-1})_1$ и $(L_{e,g} M_{e,g}^{-1})_2$ - вычисленные по соотношению (10) значения $L_{e,g} M_{e,g}$ для тех же направлений.

На основании соотношения (10) и наших измерений [2] мы получили следующую эмпирическую зависимость подсветки неба в зените (в $\text{Вт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$) в участке спектра 0.53 мкм от числа жителей P и расстояния r (в км) от города:

$$L_{e,g} = 2 \cdot 10^{-10} P \cdot r^{-2} \exp(-0,015r) \quad (12)$$

1.6. Обобщение и оценка результатов исследований

Описанная выше модель яркости ночного неба позволяет проводить вычисление фона неба в точке наблюдения, исходя из средних эмпирических значений ряда параметров, зависящих от местных условий. Для точного учета влияния местных факторов, с целью повышения точности прогноза яркости ночного неба и повышения эффективности наблюдений, желательно измерение астроклиматических параметров непосредственно в месте наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. "Исследовать рассеянный свет Луны в видимой области спектра": Отчет о НИР (заключительный) /БГУ/: Руководитель О.П. Кузнецик.- ГР 1994591.- Мн., 1995.- 41 с.
2. "Исследование яркости ночного неба над г. Минском в видимой области спектра": Отчет о НИР (заключительный) /БГУ/: Руководитель О.П. Кузнецик.- ГР 19962640.- Мн., 1998.- 30 с.
3. Пясковская - Фесенкова Е.В. Рассеяние света в земной атмосфере. - М.: АН СССР, 1957. - 220 с.
4. Смеркалов В.А. Прикладная оптика атмосферы. - С.-Петербург.: Гидрометиздат, 1997.- 335 с.

CREATION OF DATABASE FOR STARK BROADENING PARAMETERS AT BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY

Nenad Milovanović, Luka Č. Popović AND Milan S. Dimitrijević
Astronomical Observatory, Volgina 7, 11000 Belgrade, Serbia

E-mail: nmilovanovic@aob.bg.ac.yu, lpopovic@aob.bg.ac.yu, mdimitrijevic@aob.bg.ac.yu

The interest for a very extensive list of line broadening data is additionally stimulated by the development of space astronomy where an extensive amount of spectroscopic information over large spectral regions of all kind of celestial objects has been and will be collected, stimulating the spectral-line-shape research. Consequently, the interest not only for abundant, but also for trace elements data increases. Not only in astrophysics, but also in physics and plasma technology, a number of problems depend on very extensive list of elements and line transitions with their atomic and line broadening parameters. One may mention as examples laboratory plasma diagnostic, research and modeling, radiative transfer calculations and investigation of laser produced plasmas (not only in laboratory but as well in industry during the laser welding, melting and evaporation of different targets), and plasma created in fusion research (particularly inertial confinement and pellet compression fusion), development and modeling of lasers, as well as of light sources.

Because of the extensive observations of spectral line shapes of celestial objects, especially in observational astrophysics by satellites, a large number of various spectral line parameters is needed. In last several decades, scientific community had established various databases of spectral line parameter data. These databases contain huge sets of atomic parameters, and Stark broadening parameter data are also very interesting for such purposes. Because of that, we are creating database at the Astronomical Observatory in Belgrade (BELDATA) which main core of data will be Stark broadening parameters for spectral line widths and shift (Popović et al., 1999, 2000). Stark broadening parameters, are needed in astrophysical research, for calculation of stellar opacities, abundance determination, stellar atmospheres modeling and interpretation and modeling of stellar spectra.

At the Astronomical Observatory Stark broadening parameters for various atoms and ions have been calculated by semiclassical perturbation formalism (Sahal-Bréchet, 1969ab) and by modified semiempirical approach (Dimitrijević and Konjević, 1980, Dimitrijević, 2000). These calculations will be included in our database. User can access to Stark widths and shifts for particular element, transition, electron density and temperature. After accessing database user will

firstly fill query for needed data. Database Manager System will process his query and after searching data he will receive needed information. For convenience BELDATA is connected on Internet. Communication between Internet and server that holds database, automatic manipulation of database data and other integration of database and Internet are made by standard tools and applications. BELDATA maintainers will try to follow philosophy of user-friendly approach so database user will have full convenience. New data in database will be added as soon as possible and whole database software will be updated following new trends in developing of database tools. Collaboration with other Internet database sites is established, e.g. Vienna Atomic Line Database (Kupka et al., 1999), and covers technical support and Internet mirroring.

Besides Stark broadening parameters, BELDATA will hold all of papers, articles and abstracts concerning Stark broadening calculations and applications made at the Astronomical Observatory and most important theoretical and observational works made by other researchers in Portable Document format (PDF) and/or PostScript (PS) format.

We have plans to expand database to other research fields that are in progress at the Astronomical Observatory. This includes spectra of active galactic nuclei (AGN) investigations. As a part of Astronomical Observatory bibliographic system, BELDATA will include contents and abstracts of Serbian Astronomical Journal and Publications of the Astronomical Observatory of Belgrade.

References:

- Dimitrijević M.S. and Konjević N.: 1980, *JQSRT*, **24**, 451.
 Dimitrijević M.S.: 2000, in this publication.
 Kupka F., Piskunov N.E., Ryabchikova T.A., Stempels H.C., Weiss W.W.: 1999, *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, **138**, 119.
 Popović L.Č., Dimitrijević M.S, Milovanović N.: 1999, Publ. Astron. Obs. Belgrade, **65**, 225.
 Popović L.Č., Dimitrijević M.S, Milovanović N., Trajković N.: 2000, in *Proceedings of the Third Yugoslav Conference on Spectral Line Shape*, in press.
 Sahal-Bréchet S.: 1969a, *Astron. Astrophys.*, **1**, 91.
 Sahal-Bréchet S.: 1969b, *Astron. Astrophys.*, **2**, 322.

THE Kr II SPECTRAL LINES STARK WIDTHS

V. MILOSAVLJEVIĆ¹, M. S. DIMITRIJEVIĆ², S. DJENIŽE¹ and L. Č. POPOVIĆ²

¹*Faculty of Physics, University of Belgrade, P.O.B. 368, Belgrade, Serbia, Yugoslavia*

²*Astronomical Observatory, Belgrade, Volgina 7, Serbia, Yugoslavia*

E-mail: vladimir@rudjer.ff.bg.ac.yu

Abstract. Stark widths of fourteen singly charged (Kr II) krypton ion spectral lines have been measured in the linear, low pressure, pulsed arc at 17 000 K electron temperature and $1.65 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density. The measured width values have been compared to the theoretical data calculated by using the modified semiempirical method.

1. Introduction

Stark widths of Kr II spectral lines have been investigated in a number of references, starting up with the first measurements, presented in Mandel'shtam (1962) and Mazing and Vrublevskaya (1962). For example seven experiments from Brandt et al. (1981), Richou et al. (1983), Pittman and Konjević (1986), Vitel and Skowronek (1987), Uzelac and Konjević (1989) and Lesage et al. (1989) have been performed within the 10 000 K and 17 400 K electron temperature range. These values show mutual scatter up to the factor 3. Moreover, in Popović and Dimitrijević (1998) Stark widths of 37 Kr II lines, that belong to the 5s-5p and 5s'-5p' transitions, have been calculated within the modified semiempirical approach (Dimitrijević and Konjević 1980).

In this work we present measured and calculated Stark FWHM (full-width at half intensity maximum, W) values of fourteen Kr II spectral lines. Stark FWHM values of two Kr II were not known before. Our calculated Stark widths of the 5p-5d Kr II lines are, also, the first theoretical data.

2. Experiment

The modified version of the linear low pressure pulsed arc (Djeniže et al. 1991, Djeniže et al. 1998, Milosavljević and Djeniže 1998) has been used as a plasma source. A pulsed discharge was driven in a quartz discharge tube of 5 mm inner diameter and effective plasma length of 7.2 cm (Fig. 1 in Djeniže et al. 1991, Djeniže et al. 1998). The tube has end-on quartz window. On the opposite side of the electrodes the glass tube was expanded in order to reduce erosion of the glass wall and also sputtering of the electrode material onto the quartz windows. The working gas was pure krypton at 130 Pa filling pressure in flowing regime. Spectroscopic observation of isolated spectral lines were made end-on along the axis of the discharge tube. A capacitor of 14 μF was charged up to 1.5 kV. The line profiles were recorded using a shot-by-shot technique with a photomultiplier (EMI 9789 QB and EMI 9659B) and a grating spectrograph (Zeiss PGS-2, reciprocal linear dispersion 0.73 nm/mm in first order) system. The complete experimental procedure have been described in our earlier publications.

The plasma parameters were determined using standard diagnostic methods (Rompe and Steenbeck 1967). Thus, the electron temperature was determined from the ratios of the relative intensities of nine Kr II spectral lines (435.547 nm, 457.720 nm, 461.529 nm, 461.915 nm, 463.388 nm, 465.887 nm, 473.900 nm, 476.577 nm, 483.207 nm) to the five Kr I spectral lines (435.136 nm, 436.264 nm, 446.369 nm, 557.028 nm, 587.091 nm) with an estimated error of $\pm 9\%$, assuming the existence of LTE, according to the criterion from Griem (1974). All the necessary atomic data were taken from Lide (1994) and Striganov and Sventickij (1966). The electron density decay was measured using a well know single laser interferometry technique (Ashby et al. 1965) for the 632.8 nm He-Ne laser wavelength with an estimated error of $\pm 7\%$.

3. Method of calculation

The Stark widths for 14 Kr II lines have been calculated by using the modified semiempirical approach - SEM (Dimitrijević and Konjević 1980, 1981, 1987, Dimitrijević and Kršljanin 1986, Dimitrijević 1988ab and Popović and Dimitrijević 1996ab)

The needed atomic energy levels have been taken from Sugar and Musgrove (1991). Moreover, we present here the results for Stark widths obtained within the modified semiempirical approach for two lines that belong to the Kr II $5p^4D-5d^4F^o$ multiplet. For these lines 5f levels are not in the LS coupling but we took them together within the one electron approximation (see e. g. Griem 1974).

4. Results

The results of the measured Stark FWHM (W_m) values at $T=17\,000$ K electron temperature and $1.65 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density are shown in Table 1. Ratios W_m/W_{th} are also given in the same Table, where W_{th} is the Stark FWHM calculated within the modified semiempirical approach by us and from Popović and Dimitrijević (1998). The asterisk denotes the W_{th} values taken from Popović and Dimitrijević (1998).

Table 1.

Transition	Multiplet	λ (nm)	W_m (nm)	W_m/W_{th}	
5s-5p	$^4P_{5/2}-^4P_{3/2}^0$	465.89	0.0399	0.90*	
	$^4P_{3/2}-^4P_{1/2}^0$	483.21	0.0429	0.84*	
	$^4P_{5/2}-^4D_{7/2}^0$	435.55	0.0378	0.95*	
	$^4P_{5/2}-^4D_{5/2}^0$	473.90	0.0338	0.73*	
	$^4P_{3/2}-^4D_{5/2}^0$	476.57	0.0454	0.92*	
	$^2P_{3/2}-^2P_{1/2}^0$	484.66	0.0426	0.89*	
	$^2P_{3/2}-^2P_{3/2}^0$	461.53	0.0454	1.05*	
	$^2P_{3/2}-^2D_{5/2}^0$	461.91	0.0305	0.74*	
	5s'-5p'	$^2D_{3/2}-^2F_{5/2}^0$	463.39	0.0391	0.64*
		$^2D_{5/2}-^2F_{5/2}^0$	457.72	0.0449	1.00*
$^2D_{5/2}-^2P_{3/2}^0$		447.50	0.0512	1.03*	
$^2D_{5/2}-^2D_{5/2}^0$		408.83	0.0274	0.79*	
5p-5d	$^4D_{7/2}^0-^4F_{9/2}$	378.31	0.0879	0.83	
	$^4D_{5/2}^0-^4F_{7/2}$	377.81	0.0848	0.79	

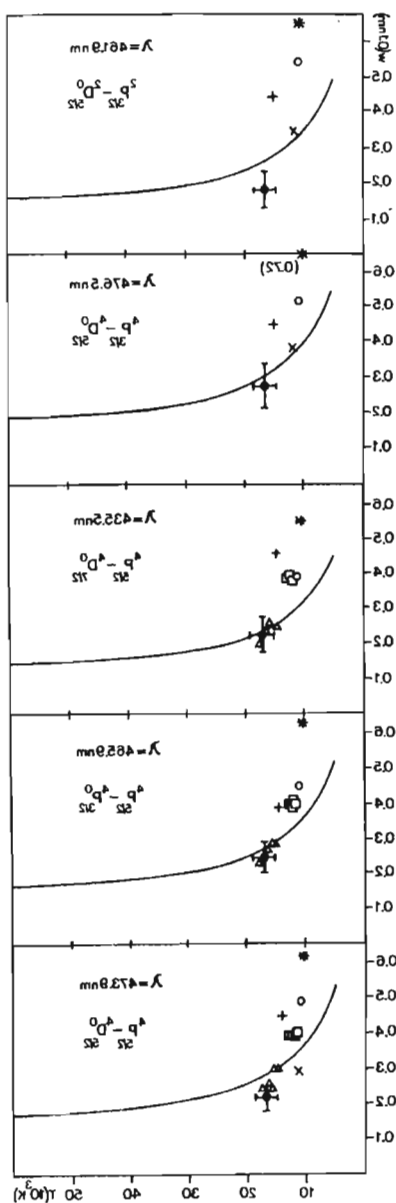


Fig. 1 Stark FWHM (W) dependence on the electron temperature for the most investigated Kr II spectral lines belonging to the 5s-5p transition at $1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density. —, calculations by using the modified semiempirical approach (Popović and Dimitrijević 1998). \bullet our experimental results and those of other authors: x , Brandt et al. 1981; $*$, Richou et al. 1983; Δ , Vitel and Skowronek 1987; \square , Uzelac and Konjević 1989; o , Lesage et al. 1989 and $+$, Bertuccelli and Di Rocco 1991. The error bars include the uncertainties of the width, electron density and temperature measurements.

5. Discussion

In order to make easier the comparison between measured and calculated Stark width values, the theoretical Stark FWHM dependence on the electron temperature together with the values of the other authors and our experimental results at an electron density of $1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ are presented graphically in Fig.1.

On the basis of the Table 1, and Fig. 1 one can conclude that the comparison between our measured Stark FWHM values of the Kr II lines with the theoretical predictions from Popović and Dimitrijević (1998) show a satisfactory agreement taking into account that the assumed error bars of the modified semiempirical method are $\pm 50 \%$ (Dimitrijević and Konjević 1980). Generally, our W_m values lie below the theoretical up to 13% in average (see W_m/W_{th} , values in Tab. 1). It should be pointed out that our new W_m values at 17 000 K electron temperature agree well with those from Vitel and Skowronek (1987).

6. Conclusion

We have presented in this work experimental Stark widths and shifts for 14 Kr II spectral lines at an electron temperature of 17 000 K and an electron density of $1.65 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Moreover we have calculated 2 Kr II Stark line widths within the frame of the modified semiempirical method. Our results have been compared with other experimental and theoretical results. A detailed analysis of our results for Stark widths and shifts for Kr II and Kr III lines will be given elsewhere (Milosavljević et al. 2000).

We hope that the obtained results will be of help for laboratory plasma diagnostics and krypton plasma research and modeling, as well as for astrophysical purposes.

Acknowledgements

This work is a part of the project "Astrometrical, Astrodynamical and Astrophysical Investigations", supported by Ministry of Science and Technology of Serbia.

References

- Ashby, D. E. T. F., Jephcott, D.F., Malein, A. and Raynor, F. A.: 1965, *Appl. Phys.*, **36**, 29.
 Bertuccelli G., Di Rocco H. D.: 1991, *Physica Scripta*, **44**, 138.
 Brandt T., Helbig V., Nick K. P.: 1891, in *Spectral Line Shapes*, Wende B.(ed.) 265, (W. de Gruyter, Berlin).
 Dimitrijević M. S.: 1988a, *Bull. Obs. Astron. Belgrade*, **139**, 31.
 Dimitrijević M. S.: 1988b, *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, **76**, 53.
 Dimitrijević M. S., Konjević N.: 1980, *JQSRT*, **24**, 451.
 Dimitrijević M. S., Konjević N.: 1981, in: *Spectral Line Shapes*, ed. B. Wende, W. de Gruyter, Berlin, New York, p. 211.
 Dimitrijević M. S., Konjević N.: 1987, *Astron. Astrophys.*, **172**, 345.
 Dimitrijević, M. S., Kršljanin, V.: 1986, *Astron. Astrophys.*, **165**, 269.
 Djeniže S., Srećković A., Labat J., Konjević R., Popović L. Č.: 1991, *Phys. Rev.*, **A44**, 410.
 Djeniže S., Milosavljević V., Srećković A.: 1998, *JQSRT*, **59**, 71.
 Griem, H. R., *Spectral Line Broadening by Plasmas* (Acad.Press, New York, 1974)

- Lesage A., Abadie D., Miller M. H.: 1989, *Phys. Rev.*, **A40**, 1367.
- Lide D. R.: 1994, (ed.), *Handbook of Chemistry and Physics*, 74th edition, (CRC Press, Boca Raton).
- Mandel'shtam, S. L.: 1962, in *Optik und Spektroskopie Aller Wellenlängen*, Akademie Verlag, Berlin, **372**.
- Mazing M. A., Vrublevskaia N. A.: 1962, *Opt. Spectrosc. (USSR)*, **13**, 172.
- Milosavljević V., Djenize S.: 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Series.*, **128**, 197.
- Milosavljević V., Djenize S., Popović L. Č., Dimitrijević M. S.: 2000, *Phys. Rev. E*, submitted.
- Pittman T. L., Konjević N.: 1986, *JQSRT*, **35**, 247.
- Popović L. Č., Dimitrijević M. S.: 1996a, *Phys. Scr.*, **53**, 325.
- Popović L. Č., Dimitrijević M. S.: 1996b, *Astron. Astrophys. Suppl. Series.*, **120**, 373.
- Popović L. Č., Dimitrijević M. S.: 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Series.*, **127**, 295.
- Richou J., et. al.: 1983, *Proc. 16th ICPIG*, Vol. 4. Düsseldorf, Germany 632.
- Rompe R., Steenbeck M.: 1967, *Ergebnisse der Plasmaphysik und der Gaselektronik*, Band 1, (Akademie Verlag, Berlin).
- Sugar, J., Musgrove, A.: 1991, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **20**, 859.
- Striganov R. A., Sventickij N. S.: 1966, *Tablicy Spektral'nykh linij*, Atomizdat, Moskva.
- Uzelac N. I., Konjević N.: 1989, *J. Phys. B*, **22**, 2517.
- Vitel, Y., Skowronek, M.: 1987, *J. Phys. B*, **20**, 6493.

ОТРАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА С КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗОЙ

Л.Я.МИНЬКО, В.И.НАСОНОВ

*Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси,
Ф. Скаршины 70, 220072 Минск, Беларусь*

Аннотация. Исследована динамика отражения при квазинепрерывном лазерном воздействии ($q = 0,1-10 \text{ МВт/см}^2$) на материалы в условиях сильной экранировки поверхности частицами конденсированной фазы в факеле. Получены количественные данные о взаимосвязи разрушения поверхности, поступления в факел конденсированной фазы и развития экранировки поверхности в ходе воздействия.

Особенностью воздействия миллисекундных импульсов квазинепрерывного лазерного излучения (ЛИ) с плотностью потока, превышающей порог разрушения материала, является образование сложного по фазовому составу приповерхностного лазерного эрозивного плазменного факела (ЛЭПФ), состоящего из нагретых паров (плазмы) и большого количества мелкодисперсных частиц и отдельных частиц материала мишени в твердой и жидкой фазах. Частицы конденсированной фазы оказывают существенное влияние на процесс лазерного воздействия, рассеивая и поглощая падающее ЛИ (Минько и др., 1985; Минько, Насонов, 1996). Взаимодействуя с частицами в факеле, ЛИ изменяет его оптические свойства, и картина лазерного воздействия сильно усложняется. Несмотря на обилие публикаций, посвященных отражению при лазерном воздействии, динамика отражения в условиях существенной и изменяющейся в ходе воздействия экранировки поверхности факелом с конденсированной фазой изучена недостаточно.

В данной работе, используя комплексный подход в изучении взаимодействия высокоэнергетического квазинепрерывного ЛИ с преградой с одновременной регистрацией в ходе воздействия различных характеристик состояния и свойств поверхности и факела, получены и проанализированы данные об эрозии мишени и выбросе продуктов эрозии из зоны воздействия, о формировании приповерхностного эрозивного плазменного факела, оптических свойствах поверхности мишени и факела (отражение, поглощение, рассеяние), роли давления, развиваемого в факеле на стадии воздействия, и динамике взаимосвязи свойств поверхности и факела. Основное внимание уделено изучению отражения в условиях воздействия. Данные экспериментов о других характеристиках воздействия служили дополнительной информацией при обсуждении рассматриваемых вопросов.

Использовался неодимовый лазер, генерирующий излучение плотностью мощности $q = 0,1-10 \text{ МВт/см}^2$ в зоне воздействия диаметром 3,5 мм и с гладкой формой лазерного импульса длительностью 1,5 мс. Мишенями служили образцы из Д16Т, А99, В1, Сu, латуни ЛС-59 и некоторых композитов класса стеклопластиков с различным исходным состоянием поверхности (полированные, шероховатые, химически травленные и др.)

В ходе экспериментов получены временные зависимости коэффициентов зеркального (R_z), диффузного (R_d) и полусферического ($R = R_z + R_d$) отражения материалов при различных плотностях мощности ЛИ. Одновременное измерение указанных коэффициентов позволило контролировать состояние поверхности и отслеживать физическую сторону процессов, протекающих на ней в ходе воздействия. Однако сопоставление данных об отражении и рассеянии свидетельствует, что в условиях разрушающего действия ЛИ на преграду, когда в ЛЭПФ поступит значительная доля материала мишени в конденсированной фазе, для описания энергетической стороны воздействия следует от системы падающее ЛИ - поверхность мишени переходить к рассмотрению системы ЛИ - ЛЭПФ - поверхность. При этом указанный коэффициент R следует понимать как коэффициент суммарных энергетических потерь за счет собственно отражения от поверхности в зоне воздействия и поглощения и рассеяния ЛИ частицами в факеле. Утверждение справедливо в предположении, что потери, связанные с плазмой в факеле, малы. Учитывая динамику поступления частиц в факел, связанную с формой лазерного импульса и зависящую от материала мишени (Минько и др., 1985; Гончаров и др., 1986; Уляков, 1967), при оценке энергетических потерь, связанных с частицами, следует иметь в виду, что в течение лазерного импульса эти потери не постоянны и зависят от момента их регистрации.

На рис. 1 приведены временные зависимости коэффициентов отражения и интенсивности свечения плазмы A_ϕ (в относительных единицах) композита ВФТ-С при двух значениях q (для ВФТ-С значение R_z мало и на графиках не показано). Поскольку при максимальных значениях A_ϕ (в максимуме лазерного импульса) коэффициент отражения композита не обнаруживает заметных изменений своего

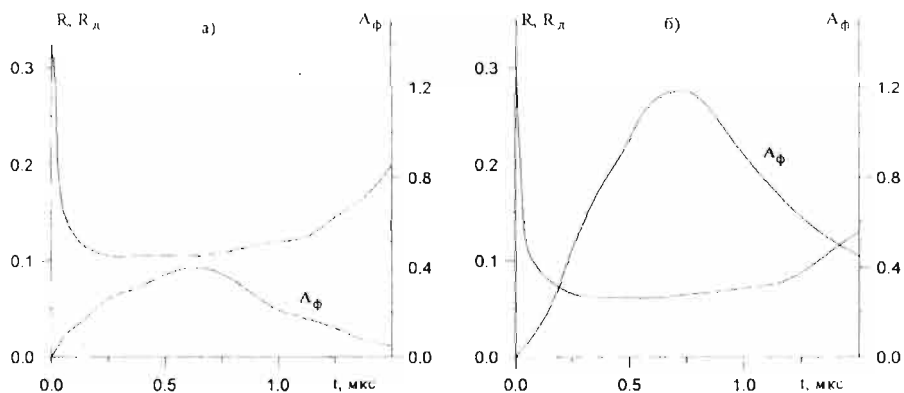


Рис. 1. Мишень ВФТ-С, а) - $q = 6.2 \text{ МВт/см}^2$, б) - $q = 9 \text{ МВт/см}^2$.

хода, и абсолютные значения R изменяются мало при переходе от воздействия с $q = 6.2 \text{ МВт/см}^2$ к воздействию с $q = 9 \text{ МВт/см}^2$, в то время как A_ϕ при этом увеличивается в три раза. можно сделать заключение, что влияние плазмы факела на отражение ЛИ в условиях экспериментов слабое.

По виду зависимостей можно предположить, что при воздействии квазинепрерывного ЛИ на материал на средней стадии лазерного импульса в используемом диапазоне q частицы материала мишени испаряются и перегорают, и вклад рассеяния ЛИ в энергетические потери невелик. Подъем R в конце лазерного импульса показывает, что на заключительной стадии воздействия, когда мгновенная плотность мощности $q(t)$ становится низкой, и частицы не разрушаются, рассеяние ЛИ на них значительно.

Аналогичный вид имеют и временные зависимости коэффициентов отражения, полученные с мишенями из металлов. При разрушающем воздействии на металлы на начальной стадии величины R_s и R_d резко изменяют свои значения, спустя некоторое время (свое для каждого материала) R_d и R выходят на стационарные значения, а затем в конце лазерного импульса для большинства металлов наблюдается подъем R_d и R , связанный с рассеянием ЛИ частицами в факеле. Но в отличие от случая воздействия на композит при воздействии на металл, по крайней мере на начальной стадии, зеркальная составляющая коэффициента отражения имеет достаточно высокое значение и связано это с относительно высокими исходными коэффициентами отражения металлов либо с оплавлением шероховатостей поверхности и приобретением ею заметных зеркальных свойств в ходе воздействия.

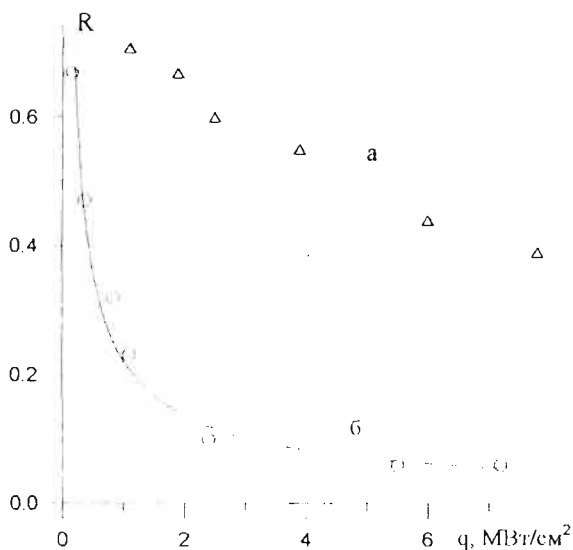


Рис. 2. Мишень: а - Д16Т, б - Вi

параметры висмута определяют специфику сложного взаимодействия ЛИ с частицами, плазмой факела и поверхностью мишени (Минько, Насонов, 1998). При достижении пороговых значений q на пути лазерного луча вследствие газодинамического разлета продуктов факела под действием развиваемого давления факел просветляется, а яркость свечения в зоне квазистационарного

На рис.2 приведены зависимости стационарных значений R от плотности мощности ЛИ при воздействии на полированные образцы мишеней из дюралюминия Д16Т и Вi. Обращает на себя внимание резко нелинейная зависимость $R = f(q)$ с висмутовой мишенью. Эксперименты показали, что при разрушающем воздействии ЛИ на висмут выбрасываемые в факел частицы имеют мелкодисперсный вид. Мелкодисперсность частиц и относительно низкие термодинамические

скачка уплотнения резко возрастает. При этом плазма в факеле, видимо, может влиять на характеристики оптического резонатора лазера. Наблюдаемому с V_i перегибу в ходе графика $R = f(q)$ при $q \sim 2$ МВт/см² в эксперименте соответствовало начало развития плазмы в факеле.

В экспериментах с металлами подробно исследовалось поведение R_c в зависимости от q ЛИ. Результаты исследований свидетельствуют о высокой чувствительности R_c к разрушению поверхности и появлению паров в факеле.

Методом измерения отражения в процессе воздействия на мишени из Д16Т и V_i при различных q получены количественные данные, позволяющие сделать оценки оптических свойств ЛЭПФ и связанных с ними энергетических потерь ЛИ. На основе анализа данных о коэффициентах отражения и интенсивности свечения плазмы в течение лазерного импульса при различных q установлено, что в условиях экспериментов с Д16Т и V_i , как и в случае с композитом ВФТ-С, вклад плазмы факела в поглощение ЛИ незначителен, а потери в факеле обусловлены главным образом экранирующим влиянием частиц эрозии мишени. При увеличении q в диапазоне 4-9 МВт/см² потери в факеле Д16Т монотонно возрастают и могут составлять 15-30%. С мишенью из V_i потери также возрастают с увеличением q и при $q = 0,94$ МВт/см² имеют максимальную величину (~30%). Однако при строгом учете вклада диффузной составляющей отражения R_d в энергетические потери в условиях большого количества частиц в факеле, рассеивающих ЛИ, данные о потерях могут быть уточнены в сторону больших значений.

Для оценки вклада лунки в энергетический баланс при воздействии на Д16Т определялись коэффициенты отражения холодной лунки при повторном облучении ее излучением малой интенсивности. Высокие значения коэффициентов отражения холодных лунок указывают на относительно слабую связь исходного состояния поверхности металлов с энергетическими потерями в лунке. Однако исходное состояние поверхности существенно влияет на поведение R_c , R_d , и R в ходе воздействия, особенно на начальной стадии и при низких q ЛИ.

Полученные результаты о согласованных изменениях R_c и R_d в совокупности с данными по рассеянию ЛИ достаточно полно отображают динамику разрушения мишени, поступление конденсированной фазы в факел, развитие экранировки поверхности и взаимосвязь указанных процессов в ходе лазерного воздействия.

Литература

- Минько Л.Я., Лопарев А.Н., Насонов В.И. и др.: 1985, *Квантовая электроника*, **12**, №6, 1211.
 Минько Л.Я., Насонов В.И.: 1996, *Хим. физика*, **15**, 114.
 Гончаров В.К., Карабань В.И., Остромецкий В.А.: 1986, *Квантовая электроника*, **13**, 1235.
 Уляков П.И.: 1967, *ЖЭТФ*, **52**, 820.
 Минько Л.Я., Насонов В.И.: 1998, *Журн. прикл. спектр.*, **65**, 126.

DETERMINATION OF ION - BROADENING PARAMETER FOR C I 505.2 nm AND Ar I 419.8 nm LINES

D. NIKOLIĆ, S. DJUROVIĆ, Z. MIJATOVIĆ, R. KOBILAROV and N. KONJEVIĆ*

Institute of Physics, trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia

**Institute of Physics, P.O. Box 68, 11080 Belgrade, Yugoslavia*

1. INTRODUCTION

Neutral atom spectral lines broadened by plasmas are asymmetric and often described by $j_{A,R}(x)$ function (Griem, 1974):

$$j_{A,R}(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W_R(\beta)}{1 + (x - A^{4/3} \cdot \beta^2)^2} d\beta \quad (1)$$

where A is ion-broadening parameter which is measure of the asymmetry of the profile (1). Due to great difficulties in measurements of A , usually measured Stark broadening parameters are Stark widths and shifts. For complete investigation of Stark broadened neutral atom lines by plasmas, experimental values of all three parameters are needed.

Very often argon is used as working gas in various plasma discharges for various applications, so argon lines can be used for diagnostics of such plasmas. Knowing all three Stark broadening parameters is, in these cases, of great importance. In this paper we present measured value of ion-broadening parameters for Ar I 419.8 nm and C I 505.2 nm emitted from wall-stabilized arc. Experimental procedures are described in (Djurović et al., 1977; Nikolić, 1998).

2. DETERMINATION OF ION-BROADENING PARAMETER A

Deconvolution procedure described in (Nikolić, 1998; Nikolić et al., 1999) was applied on experimental profiles. One of the values returned by this procedure are values of ion-broadening parameter A . Careful check (Nikolić et al., 1999) of this procedure was performed by applying it on numerically synthesized plasma broadened profile (1) with known Stark parameters. Returned values agreed with entered values of A within 1%. From this fact we can conclude that the main source of error in experimental determination of A is scattering of the points in recorded spectral line profiles. This error was estimated to be between 4% and 15%, from higher to lower electron densities. Experimental profiles, in the case of argon line, were recorded for the electron density interval ranged from $0.74 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ to $2.9 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, and for plasma temperature range from 9200 K to 10800 K. Due to weak temperature dependence of A in such narrow interval (Griem, 1974), it is reasonable to suppose that A is not changing with temperature inside of error limits. Theory (Griem, 1974) gives values A_G that are changing with the plasma electron density N_e like:

$$A_G = A_N \cdot N_e^{1/4} \cdot 10^{-4} \quad (N_e \text{ in } \text{cm}^{-3}) \quad (2)$$

where A_N is theoretical value of A for $N_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and for specified temperature (in this case 10000 K). One can notice from equation (2) that A is changing linearly with $N_e^{1/4}$.

This is shown, as an example, in Figure 1, which represents measured values of A as function of $N_e^{1/4}$ for argon Ar I 419.83 nm. Such kind of dependence was also found for investigated carbon C I 505.2 nm spectral line. Deconvolution procedure is based on fitting the parameters of theoretical profile to the experimental one. In this case, the theoretical profile is the convolution of $I_{\lambda,R}(\lambda)$ (Eq. (1)) function and Gaussian profile due to Doppler and instrumental broadening. Details of this procedure could be found in (Nikolić, 1998; Nikolić et al., 1999). Solid lines in Figs. 2 and 3 present fitted profiles. It could be seen that obtained function describes experimental profile satisfactorily. Certain disagreements exists at the parts of the line wings of the experimental profile.

3. RESULTS

One of the fitted parameters in above mentioned procedure is the ion-broadening parameter A . Estimated values of A for C I 505.2 nm at two electron densities and for Ar I 419.83 nm at twelve electron densities are given in Table 1, together with the theoretical values A_G (Griem, 1974) and other experimental results A_{JW} (Jones and Wiese, 1984). Graphically these results are, in the case of C I 505.2 nm line, presented in Fig. 4. As it can be seen results obtained in this work are higher than other experimental and theoretical results. The error of parameter A determination is estimated to be about 15 % (Nikolić et al., 1999). The error is mainly caused by the scattering of the measured points of experimental profiles.

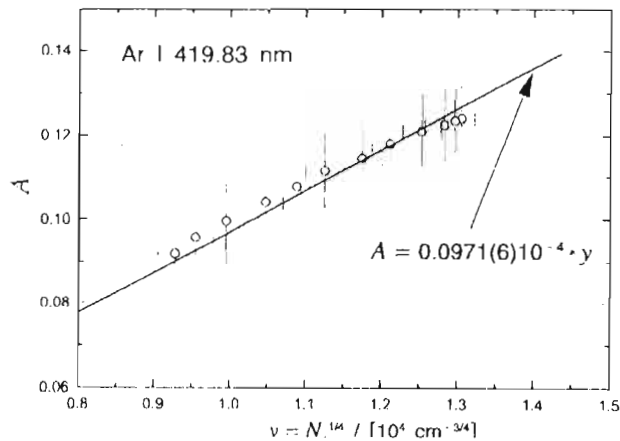


Figure 1. Measured values of A as a function $N_e^{1/4}$ for Ar I 419.83 nm line.

Table 1. Measured and theoretical values for parameter A .

	T	N_e	$N_e^{1/4}$	A	A_G	A_{JW}
	/[K]	/[10^{22} m^{-3}]	/[$10^5 \text{ m}^{-3/4}$]	This work		
C I 505.2 nm	9700(290)	2.2(2)	3.85(9)	0.091(14)	0.07724	0.094(14)
	9700(290)	2.2(2)	3.85(9)	0.116(18)	-	-
	10000(300)	2.8(3)	4.11(9)	0.142(22)	0.08185	0.100(15)
	10000(300)	2.8(3)	4.11(9)	0.158(24)	-	-
	10000(300)	2.8(3)	4.11(9)	0.160(24)	-	-
	10000	2.56	4	-	0.07617	0.097(15)

Table 1. continued

	T	N_e	$N_e^{1/2}$	A	A_G	A_{JW}
	/[K]	/[10^{22} m^{-3}]	/[$10^8 \text{ m}^{-3/2}$]	This work		
Ar I 419.8 nm	10760(215)	2.9(2)	4.13(8)	0.124(7)	0.09784	-
	10730(215)	2.82(23)	4.10(8)	0.123(7)	0.09721	-
	10700(214)	2.70(22)	4.05(8)	0.122(9)	0.09621	-
	10550(211)	2.46(20)	3.96(8)	0.121(8)	0.09424	-
	10400(208)	2.15(17)	3.83(8)	0.118(9)	0.09136	-
	10250(205)	1.90(17)	3.71(7)	0.114(9)	0.982	-
	10050(200)	1.60(14)	3.56(7)	0.112(9)	0.08540	-
	9900(200)	1.40(13)	3.44(7)	0.11(1)	0.08282	-
	9720(194)	1.2(11)	3.31(7)	0.104(9)	0.07996	-
	9520(280)	0.98(9)	3.15(9)	0.10(1)	0.07630	-
	9400(280)	0.83(8)	3.02(9)	0.10(1)	0.07337	-
9280(280)	0.74(7)	2.93(9)	0.092(11)	0.07146	-	

*Values were obtained at $T_e = 11600$ [K]

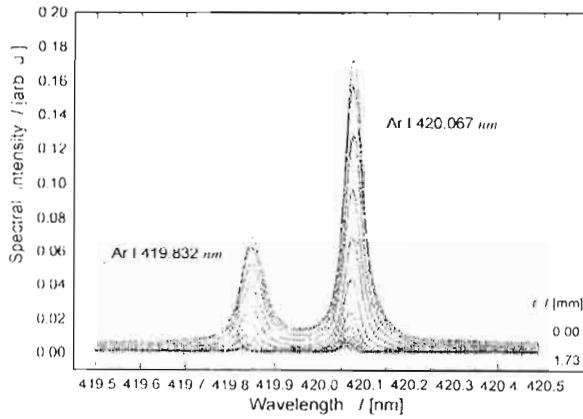


Figure 2. An example of experimental and fitted profiles for various positions along arc radius.

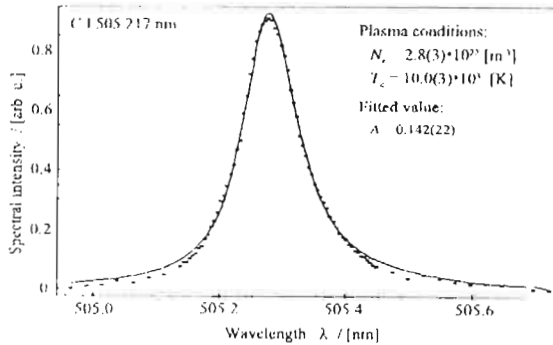


Figure 3. An example of experimental and fitted profiles for C I 505.2 nm line.

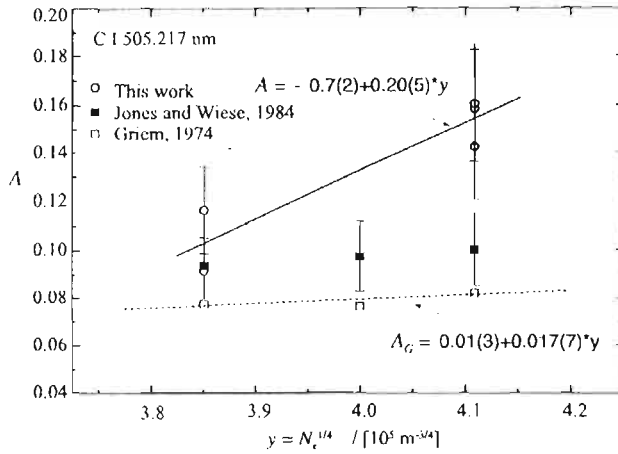


Figure 4. Obtained values of a parameter A vs. $N_e^{1/4}$ for carbon line

Disagreement between results obtained in this work and results obtained by (Griem, 1974) and (Jones and Wiese, 1984) is significant (outside error limits). The reason for this could be found in different methods used for the determination of A . In the future work, both methods should be applied to the same experimental profiles and in this way to make comparison between them.

REFERENCES

- S. Djurović, Z. Mijatović, R. Kobilarov and N. Konjević, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **57** (1997) 695.
 H. R. Griem, *Spectral Line broadening by Plasmas*, Academic Press, New York (1974).
 D. W. Jones and W. L. Wiese, *Phys. Rev. A* **30** (1984) 2602.
 D. Nikolić, *MSc Thesis*, Faculty of Physics, University of Belgrade (1998).
 D. Nikolić, S. Djurović, R. Kobilarov, Z. Mijatović and N. Konjević, *Third Yugoslav Conference on Spectral Line Shapes (Invited Lecture - In Press)*, Brankovac (1999).

ON MODELING OF THE SPECTRAL LINE SHAPE OF HEAVY
NEUTRAL, NON-HYDROGEN EMITTERS

D. NIKOLIĆ, S. DJURČIĆ, Z. MIJATOVIĆ, R. KOBILAROV and N. KONJEVIĆ

*Institute of Physics, trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia**Institute of Physics, P.O. Box 68, 11080 Belgrade, Yugoslavia*

In accordance with plasma line broadening theory, the shapes of isolated spectral lines of the heavy neutral emitters, in plasmas of medium and high densities are predominately the result of collisions with the plasma electrons. These electron impacts cause a symmetric profile of Lorentzian shape. Griem et al. (1962) developed a semi-classical theory for the shapes of non-hydrogen lines emitted from plasmas and broadened by the local electric fields of both electrons as well as ions. This theory gives well known asymmetrical $j_{A,R}(\lambda)$ profile.

The effects on spectral line shape due to collisions of electrons with the radiating atoms were treated by an impact approximation, while influences of local electric fields generated by the plasma ions were assigned to asymmetries near the center of isolated spectral lines. Such asymmetries can be caused by the microfield-induced quadratic Stark shifts of the energy levels of the radiating atoms. Under usually encountered experimental conditions, where ion motion can be neglected for heavy element lines, local electric field due to plasma ions is treated by a quasi-static approximation. Appearance of asymmetry in spectral line profile provides the possibility for experimental separation of the quasi static ion broadening contribution from the electron impact broadening.

This paper deals with the convenience of using the nonlinear regression with the purpose to evaluate the Stark parameters directly from the experimental profiles of isolated or overlapped spectral lines of neutral atoms emitted from wall stabilized electric arc.

SPHERICAL STRATA IN GLOW DISCHARGE

B.M. OBRADOVIĆ¹, M.R. GEMIŠIĆ², I.P. DOJČINOVIĆ¹,
M.M. KURAICA¹, J. PURIĆ^{1,2} and N. KONJEVIĆ¹

¹ Faculty of Physics, University of Belgrade, P. O. Box 368, 11001 Belgrade

² Center for science and development of technology, 11001 Belgrade

E-mail: obrat@rudjer.ff.bg.ac.yu

ABSTRACT. We present the results of the study of spherical stratifications in three-dimensional glow discharge. Strata radii dependence upon discharge pressure and current are determined. The magnitude of the radius of stratum upon its number is measured. The radial distribution of voltage between an electrical probe and the grounded cathode is also studied.

INTRODUCTION

The striations are appearance of alternating bright and dark regions in the positive column of a glow discharge. This phenomenon may be observed in atomic and molecular gases at pressures from 1 to 10^4 Pa. The striation may be static or moving with velocities up to 10^5 cm/s. The main processes that define the characteristics of striations are ionization by electron impact and ambipolar diffusion (Недоочнов 1968, Пекарек 1968). In this paper we present characteristics of spherical stratifications in a three-dimensional glow discharge. After Nerushev *et al.* 1998. these stratifications we named strata.

2. EXPERIMENTAL

Experimental setup is shown in Fig. 1. A spherical vacuum chamber (100 cm diameter) is made of nonmagnetic steel. The chamber was evacuated to 10^{-2} Pa and then filled with different gases. All measurements are performed in the range of pressures 1 – 20 Pa. The chamber is grounded and in this glow discharge served as cathode. An anode made of copper (2.5 mm in diameter) is placed radially, and is isolated by a glass tube, so that its nonisolated part (1cm in length) was in the center of the discharge chamber. To run the discharge a 0 – 2 kV and 0 – 100 mA current stabilized power supply was used. A ballast resistor of 20 k Ω was placed in series with the discharge and power supply. A window made of Plexiglas and located in the middle of the discharge vessel is used for photographing with a CCD camera.

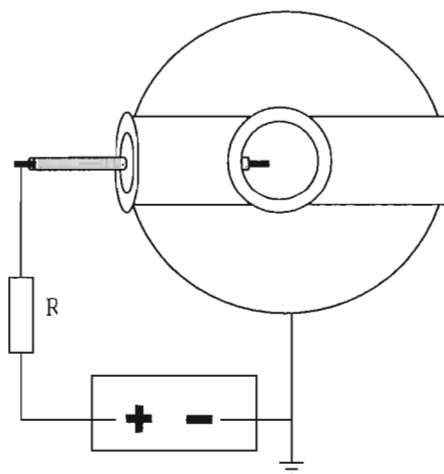


Fig. 1. Experimental setup.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Spherical concentric strata were observed in various gases: air, pure N_2 , mixture N_2 and H_2 when the central electrode is the anode. The strata were not observed in pure H_2 and Ar. The photograph of typical strata was shown in Fig. 2. If the central electrode is cathode the strata were not observed. The addition of some poliatomic gases as acetone and ethanol increase the number of strata.



Fig. 2. Photograph of the strata in the air-acetone mixture. $P = 5 \text{ Pa}$. $I = 12 \text{ mA}$.

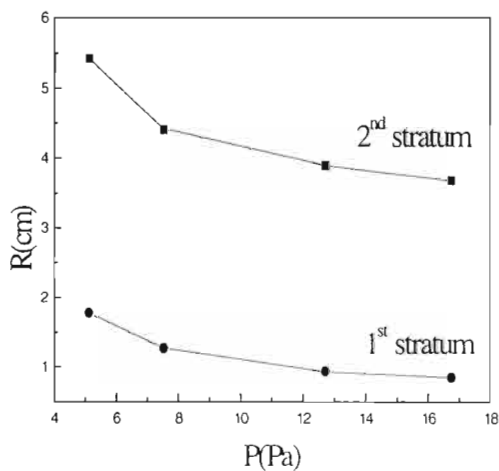


Fig. 3. Strata radii as a function of pressure. $I = 20 \text{ mA}$.

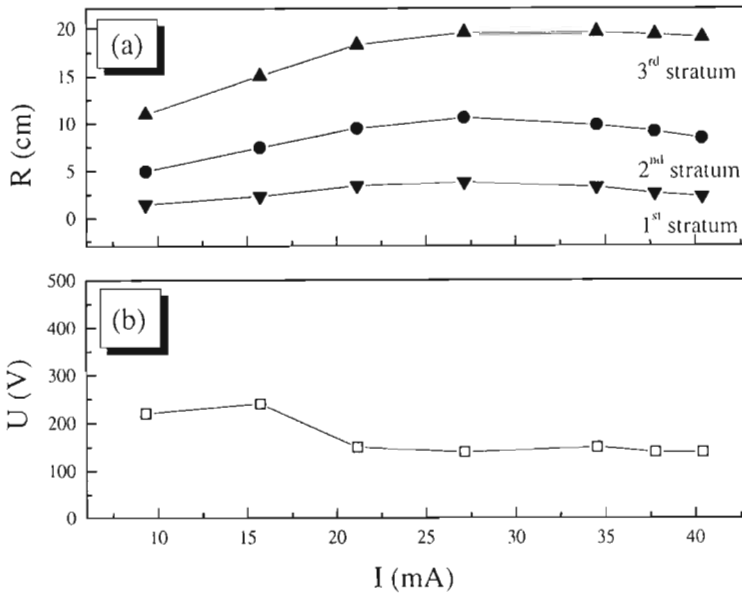


Fig. 4. a) Strata radii vs. current, b) V-A characteristic of glow discharge.

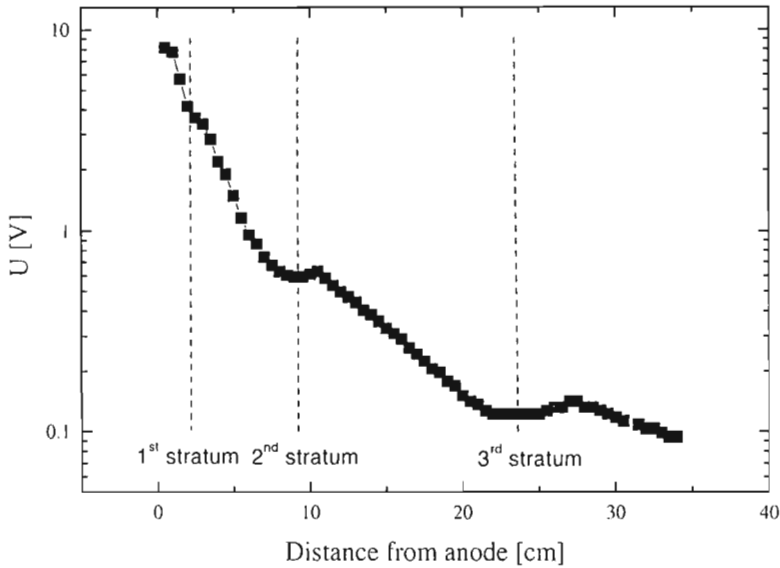


Fig. 5. Radial distribution of voltage between an electrical probe and the grounded cathode.

The radii of the strata depend upon the pressure, gas species and current through the discharge. The radius of stratum as a function of the pressure is presented in Fig. 3. Where is shown that radii of the strata decrease as the pressure increase.

Figures 4a and b show the dependence of the strata radii as a function of the current and voltage-current characteristic, respectively. The stratum radius increases with the current to certain value and then decreases, see Fig. 4a. If the current is smaller or greater than those at the graph, number of strata changes.

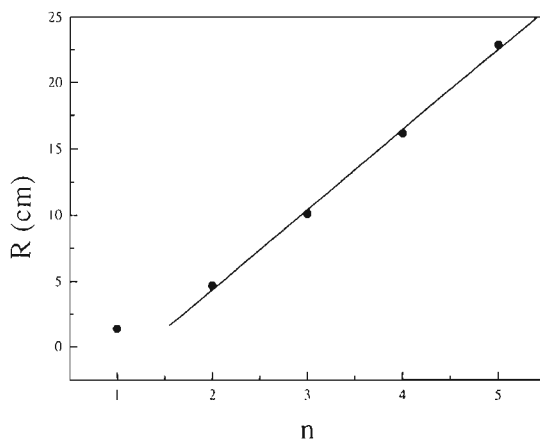


Fig.6. Strata radii vs. its number

With an electrical probe, voltage between the discharge plasma and the grounded cathode is measured, see Fig. 5.

In order to test theoretical model functional dependence of the stratum radius versus stratum number is required (Nerushev *et al.* 1998). The result of these measurements is shown at Fig. 6.

The best fit of the dependence $R(n)$, see Fig. 6. is a linear function $R_n = an + b$. In (Nerushev *et al.* 1998) R_n is exponential function of n , $R_n = R_1 \exp(\beta n)$, where R_1 is the radius of the first stratum. The difference in these two dependencies is probably caused by different shape of the discharge chamber, which was in the case of Nerushev cylindrical.

REFERENCES

- Недоспасов, А.В.: 1968, *Усп. Физ. Наук*, **94**, 439.
 Пекарек, Л.: 1968, *Усп. Физ. Наук*, **94**, 463.
 Nerushev, O. A., Novopashin S. A., Radchenko, V. V. and Sukhinin, G. I.: 1998, *Phys. Rev. E* **58**, 4897.

УСТОЙЧИВОСТЬ И ОДНОРОДНОСТЬ РАЗРЯДА ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Л.Н.ОРЛОВ, О.Л.ГАЙКО, В.В.НЕВДАХ, Я.И.НЕКРАШЕВИЧ
Институт физики НАН Беларуси, 220600 Минск, пр.Ф.Скорины, 68
e-mail: orlov@dragon.bas-net.by

Аннотация. Теоретически и экспериментально исследованы критерии устойчивости и однородности плазмы газового разряда, возбуждаемой одновременно постоянным и ВЧ токами; показана возможность получения стационарных однородных разрядов в больших объемах газа при доле ВЧ энерговклада до 30%.

Введение. Для решения целого ряда практически важных задач, в том числе – для создания газовых лазеров большой мощности (Райзер и др., 1995; Hall, Hill, 1987), требуется обеспечить однородное возбуждение достаточно больших объемов газа. Известно, однако, что в разряде постоянного тока (РПТ) величина вкладываемой в разряд мощности и достижимый объем возбуждаемого газа ограничены существованием плазменных неустойчивостей, основными из которых являются ионизационно-перегревная неустойчивость, прилипание/отлипание электронов, ступенчатая ионизация и максвеллизация электронов (Райзер, 1987; Велихов, Ковалев, Рахимов, 1987). При этом скорость ионизации нелинейно зависит от концентрации электронов n_e , неравномерно распределенной по объему, что приводит к лавинообразным локальным изменениям n_e и шнурованию разряда. В этом отношении высокочастотный разряд (ВЧР) обладает рядом существенных преимуществ – здесь снижается роль большинства плазменных неустойчивостей, что позволяет возбуждать большие объемы газа без стратификации разряда. Однако для практического использования такой разряд несколько сложнее из-за проблем с дороговизной ВЧ генераторов и их согласованием с нагрузкой. Представляет интерес теоретически и экспериментально исследовать возможности комбинированного возбуждения разряда и определить минимальную долю ВЧ мощности, достаточную для стабилизации разряда в больших объемах газа.

Эксперимент. Нами выполнена серия измерений устойчивости и однородности стационарного разряда при одновременном наложении постоянного и ВЧ полей на разрядный промежуток, схематически показанный на Рис.1. Разрядная кювета, помещенная в не показанный на рисунке заполняемый газом герметичный объем, была образована двумя расположенными на расстоянии 77 мм друг от друга пластинами 1 и 2 размером 80 x 100 мм, разделенными латунными трубками 3 и прокладками из тефлона.

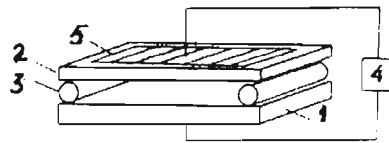


Рис. 1. Схема разрядной кюветы

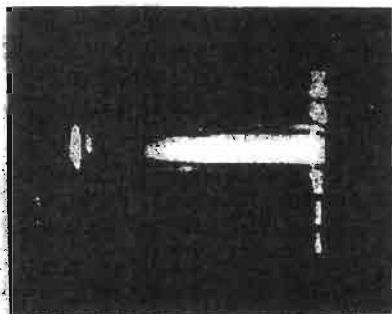
В молекулярных газах стационарный тлеющий РПТ в такой кювете зажигался

только при малых давлениях (обычно – менее 7 Торр) и имел вид узкого светящегося столба, показанного на Рис. 2а. По мере повышения давления или увеличения тока разряда его сечение вначале плавно, а затем резко, практически лавинообразно сужалось – происходило контрагирование столба с переходом к дуговому разряду. При больших давлениях газа (свыше 35 Торр) стационарный РПТ вообще не зажигался, при достаточно высоком напряжении питания происходили лишь периодические пробои разрядного промежутка.

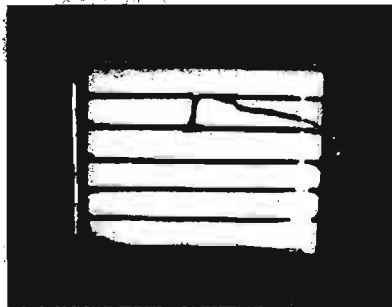
При наложении дополнительного ВЧ поля стационарный разряд удавалось зажечь при любых давлениях газа вплоть до 75 Торр, причем он достаточно равномерно заполнял весь объем разрядного промежутка (Рис. 2б). Исследования показали, что практически при всех изучавшихся токах, давлениях и составах смеси такой комбинированный разряд был весьма однороден и стабилен. Проведенные спектроскопические исследования показали, что параметры плазмы такого разряда вполне пригодны для создания инверсной населенности и получения лазерной генерации в различных газах и газовых смесях (Орлов, 1997). При этом характерно, что использование комбинированного возбуждения позволило почти в 1,5 раза повысить предельный энерговыход в плазму без ухудшения однородности разряда.

Одним из существенных вопросов при таких измерениях было определение минимальной доли ВЧ энергии, достаточной для поддержания стационарного разряда в такой системе. Показано, что эта доля существенно зависит от давления и состава газа, однако даже для достаточно больших давлений (порядка 50 Торр) она не превышала 35 % от величины полной энергии, вкладываемой в разряд. Когда же эта доля становилась меньше, вначале происходило плавное сужение области однородного разряда, а затем – его катастрофическая стратификация.

Было обнаружено еще одно практически важное обстоятельство – оказалось, что если после зажигания стационарного комбинированного разряда прекратить подачу ВЧ энергии, в течение довольно значительных промежутков времени (от мс до нескольких секунд) разряд продолжал гореть без существенных изменений параметров плазмы и контрагирования. Это открывает интересные возможности весьма экономичного поддержания стационарного однородного разряда в больших объемах газа путем использования наряду с источником постоянного тока генератора коротких импульсов ВЧ напряжения с частотой следования порядка 100 Гц.



а)



б)

Рис. 2. Фотографии интенсивности разряда, снятые через прозрачный электрод при РПТ (а) и при комбинированном возбуждении (б)

Обсуждение результатов. Согласно существующей теории плазмы газового разряда (Райзер, 1987) наблюдавшееся нами повышение устойчивости и однородности РПТ в результате наложения дополнительного ВЧ поля связано с осцилляциями амплитуды ВЧ поля с частотой ω , в следствие чего его амплитуда достаточна для ионизации газа только в течение малой доли периода, за которую практически все процессы, ведущие к плазменным неустойчивостям, не успевают установиться – в результате при комбинированном возбуждении расширяется диапазон параметров, при которых плазма устойчива и увеличивается допустимый энерговклад.

Согласно работе (Елецкий, 1977) стабильность любого типа разряда может быть описана с помощью *инкремента неустойчивости* плазмы Ω - величины, обратно пропорциональной времени установления неустойчивостей. Как показано в работе (Райзер, 1987), для РПТ эта величина записывается в виде:

$$\Omega_d = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\sigma_0 E^2}{p} \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln N} \quad (1)$$

где $\gamma = C_p/C_v$ - показатель адиабаты, $\sigma = e n \mu_e$ - электронная проводимость плазмы, μ_e - подвижность электронов, E - напряженность поля, p - давление газа, а для переменного поля $E_r = E_0 \cos \omega t$ произвольной частоты

$$\Omega_{RF} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{j_0 E_0}{2p} \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \ln N} \quad (2)$$

где

$$j_0 = \frac{\sigma \mu_e E_0 v_i (E_0 / N)}{\beta_r (BN / E_0)^{1/2}} = \sigma E_0 \quad (3)$$

Величины инкрементов (1) и (2) различаются лишь значениями проводимости плазмы, числовым коэффициентом $1/2$ и значением эффективной амплитуды ВЧ поля, слабо зависящим от частоты:

$$E_* = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cdot \frac{v_i}{v_i^2 + \omega^2} \quad (4)$$

при давлениях порядка 30 Торр для большинства газов при частотах возбуждения от 10^3 до 10^{10} Гц $\omega \ll v_i$, т.к. частота столкновений v_i имеет порядок величины 10^{11} с⁻¹. Несложно показать, что при этом равная стабильность РПТ и ВЧР достигается, когда отношение амплитуд обоих полей равно

$$\frac{E_0}{E} = 1 + \frac{E_0}{BN} \ln \left[2 \left(\frac{E}{E_*} \right) \left(\frac{BN}{E_*} \right)^{1/2} \right] \quad (5)$$

оценки показывают, что амплитуда ВЧ поля, не приводящего к контрагированию разряда, может быть в 1,15 – 1,22 раза больше, чем в РПТ, а следовательно в ВЧР может быть достигнут в 1,4 – 1,5 раз больший предельный энерговклад – это неплохо коррелирует с результатами наших измерений.

Для случая комбинированного возбуждения, следуя работе (Рахимова, 1975), оценим минимальную долю ВЧ энергии W , которую необходимо добавить к постоянному току, чтобы разряд оставался стационарным, а их суммарная энергия Q не приводила к стратификации разряда. Для случая, когда ВЧ поле с достаточно высокой частотой перпендикулярно направлению постоянного поля, в предположении, что сечения упругих и неупругих соударений электронов с частицами газа практически не зависят от их энергии, можно записать следующее выражение:

$$\frac{W}{Q} = \frac{(1 + \delta^2)}{\delta} \frac{(T_1)^{1/2}}{\int_0^{\pi/2} (1 + \delta^2 \cos^2 x) dx} \ln^{1/2} \frac{\omega \int_0^{\pi/2} \beta dt}{\beta (T_{\max})^{1/2} (1 + \delta^2)^{1/2}} \quad (6)$$

Несложно показать, что при фиксированном Q это выражение имеет минимум, когда квадрат отношения амплитуд постоянного и ВЧ полей (δ^2) близок к $1/2$, т.е. разряд остается стабильным даже когда амплитуда ВЧ поля не превышает $1/3$ от E . Это также находится в неплохом соответствии с результатами наших измерений. При коллинеарном направлении полей доля ВЧ поля должна быть почти в 1,5 раза больше.

Простейшие оценки подтверждают предположение о том, что комбинированный разряд, в котором для поддержания устойчивости и однородности используются короткие импульсы с большой скважностью, может быть более стабилен, чем при наложении дополнительного ВЧ поля. Действительно, в случае, когда период колебаний в 100 раз превышает длительность импульса, инкремент неустойчивости (2) может в 5 раз превышать инкремент неустойчивости РПТ (1), причем минимальная доля импульсной мощности в этом случае не превышает 20 % от полной мощности без ухудшения устойчивости разряда.

Заключение. Таким образом, проведенные измерения и оценки показали, что использование комбинированного возбуждения (когда к разрядному промежутку наряду с постоянным, подводится дополнительно ВЧ или импульсное напряжение) позволяет обеспечить поддержание и горение однородного стационарного разряда в больших объемах газа. Одной из наиболее значительных областей практического использования такого разряда является создание мощных газоразрядных лазеров; показанная возможность не только увеличения рабочего объема газа, но и существенного возрастания удельного энерговклада при сохранении требуемых параметров плазмы и возможности работать при более высоких давлениях газа открывает новые перспективы для создания лазеров высокой мощности, например высокоэффективных CO_2 лазеров с мощностью генерации свыше 100 кВт в непрерывном режиме.

Литература

- Велихов Е., Ковалев А., Рахимов А. Физические явления в газоразрядной плазме, М., Атомиздат, 1987.
- Елецкий А., Рахимов А. - в кн.: Химия плазмы, М., 1977, вып.4
- Орлов Л.Н., Некрашевич Я.И. Особенности возбуждения частиц в высокочастотном емкостном разряде. ЖПС. 1997, Т.64, №3, С.291-296.
- Налартович А., Старостин А. - в кн.: Химия плазмы, М., 1979, вып. 6.
- Райзер Ю.П. Физика газового разряда, М., 1987
- Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А. Высокочастотный емкостной разряд, М., Наука, 1995.
- Рахимова Т., Рахимов А.. Физика плазмы, 1975, т.1, с. 854.
- Hall D., Hill C.: in "Handbook of molecular lasers", M.Dekker Inc., NY, 1987, p. 165 - 258

DETERMINATION OF THE BALMER H β LINE ASYMMETRY PARAMETER

I. SAVIĆ, S. DJUROVIĆ, B. VUJIČIĆ and R. KOBILAROV

Institute of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia

1. INTRODUCTION

In this paper are presented measurements of the H β line asymmetry parameter. It is well known that H β spectral line profile emitted from plasmas is asymmetric and red shifted (Wiese et al., 1972). Theoretical calculations of hydrogen line profiles (Kepple and Griem, 1968; Vidal et al. 1973) give symmetrical and unshifted profiles. However, many experiments have shown that H β line has asymmetrical profile, especially in the intensity difference between blue and red peaks (Helbig and Nick, 1981; Mijatović et al. 1987; Halenka 1988). The asymmetry results from inhomogeneities of the ion produced electric field and from non-negligible second order alterations arising from the homogeneous term of the ionic field (Halenka et al., 1989).

Here we present experimental results of the H β asymmetry parameter defined as:

$$A = \frac{|I_R| - |I_B|}{|I_R| + |I_B|}$$

The results are compared with theoretical ones (Demura and Sholin, 1973). Theoretical calculations developed by Demura and Sholin, (1973), give asymmetrical hydrogen line profiles.

2. EXPERIMENT

The plasma source was a small magnetically driven shock tube of T-shape with a reflector. The T-tube was energized by using a 4 μ F capacitor bank. The capacitor bank was charged up to 20 kV. The discharge circuit was critically damped. The filling gas was hydrogen at a pressure of 300 Pa. Spectroscopic observation of the plasma were made by 1m

monochromator. The point of observation was 4 mm in front of the reflector. The photomultiplier signals were recorded by an oscilloscope equipped with a 35 mm camera. The H_{β} profiles were scanned at close intervals by using successive discharges over the wavelength range ± 30 nm from the line center.

The electron densities in range from $2.3 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ to $7.3 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ were determined from H_{β} halfwidth (Griem, 1974). Electron temperature in range from 19400 K to 34000 K were determined from line-to-continuum intensity ratios of the H_{β} line (Griem, 1964).

3. RESULTS AND DISCUSSION

In this paper we measured asymmetry parameters of the Balmer H_{β} spectral line profiles and compared them with theoretical ones calculated by Demura and Sholin, (1974). Theoretical calculations developed by Demura and Sholin [8], give asymmetrical hydrogen line profiles. The illustration of the asymmetry parameter measurements is shown in Fig. 1. The asymmetry parameter A is measured at different $\Delta\lambda$ positions which also shown in Fig. 1.

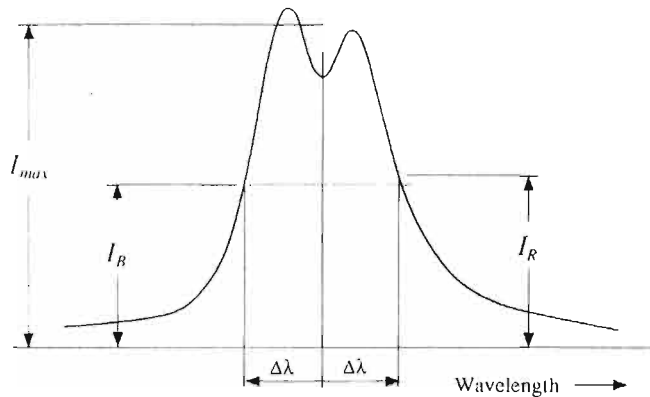


Figure 1 Illustration of the asymmetry parameter measurements

The results of measured and calculated (Demura and Sholin, 1974) parameter A are shown in Fig. 2a - f. The line center is positioned at central point on the intensity half maximum. Obtained experimental results are in agreement with our previous results (Djurović, 1996).

DETERMINATION OF THE BALMER H_{β} LINE ASYMMETRY PARAMETER

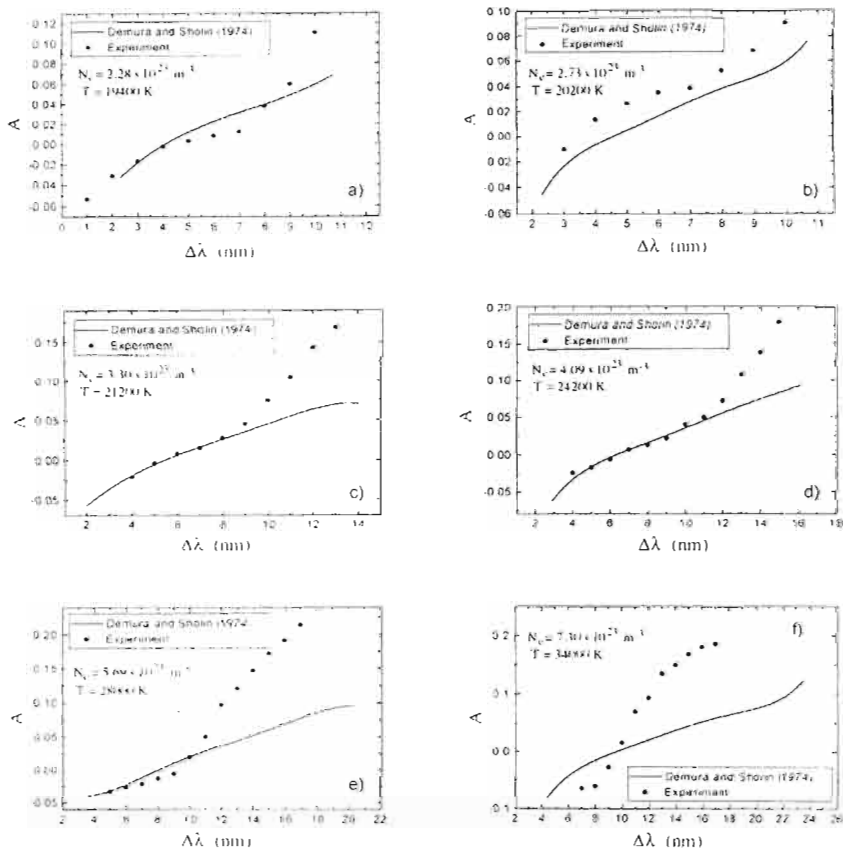


Figure 2 Measured and calculated [8] asymmetry parameter

Both, experimental and theoretical values of parameter A , change the sign. Experimental results show good agreement with theoretical ones (Demura and Sholin, 1974) for lower electron densities and temperatures. For higher electron densities and temperatures, experimental values are considerably higher. General conclusion is that more theoretical and experimental work are needed to obtain better agreement. The better agreement of the experimental and theoretical profile of the H_{β} line is necessary for using this theory (Demura and Sholin, 1974) for diagnostics purposes.

REFERENCES

- Demura, A. V. and Sholin, G. V. : 1974, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **15**, 881.
- Djurović, S., Mijatović, Z., Pavlov, M., Vujičić, B., Kobilarov, R. and Nikolić, D. :
Contributed paper of 18th SPIG, Faculty of Sciences, Institute of Physics, Novi Sad,
Kotor 1996, p. 298.
- Griem, H. R. : 1964, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York.
- Griem, H. R. : 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York and
London.
- Halenka, J. : 1988, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **39**, 347.
- Halenka, J., Vujičić, B. and Djurović, S. : 1989, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **42**,
571.
- Helbig, V. and Nick, K. P. : 1981, *J. Phys. B* **14**, 3573.
- Kepple, P. and Griem, H. R. : 1968, *Phys. Rev. A* **173**, 317.
- Mijatović, Z., Pavlov, M. and Djurović, S. : 1987, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **38**,
209.
- Vidal, C. R., Cooper, J. and Smith, F. W. : 1973, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25**, 37.
- Wiese, W. L., Kelleher, D. F. and Paquette, D. R. : 1972, *Phys. Rev. A* **6**, 1132.

ARC INSTALLATION FOR SPECTROSCOPIC STUDY AND PRODUCTION OF LOW-DIMENSIONAL CARBON STRUCTURES

V.D. SHIMANOVICH, I.P. SMYAGLIKOV,
A.I. ZOLOTOVSKY, S.M. PANKOVETS

*Institute of Molecular and Atomic Physics,
National Academy of Sciences of Belarus
F.Scaryna Av. 70, 220072 Minsk, Belarus, E-mail: lphpp@imaph.bas-net.by*

Abstract. The experimental installation CAF-2000, intended for spectroscopic study of carbon arc at lowered pressure as well as for production of low-dimensional carbon structures (fullerenes, nanotubes etc.) is described.

1. INTRODUCTION

At the present time the interest to low-dimensional carbon structures in many respects is determined by a possibility of existence of the closed structure of carbon atoms obtained by Kroto et al. (1985) at study of supersonic carbon cluster flows.

The great amount of scientific groups over the world is engaged now in study of applications and properties of fullerenes. However, the fullerene materials may find wide practical applications only in the long term. Substantially this is concerned with poor knowledge of fullerene properties and mechanisms of their formation due to limited opportunities of the experimenters to apply modern research techniques to the carbon arc at lowered pressure.

The most productive way of fullerene production is grounded on a thermal destruction of graphite in an electric arc at lowered pressure of buffer gas proposed by Kratschmer et al. (1990). The products of anode destruction are condensed on water-cooled walls of plasma reactor as fullerene-containing soot as well as dense deposit on a cathode surface. Further fullerene extraction is performed by dilution of the soot in a non-polar solvent, for example in toluene, and does not represent difficulties for usual chemical laboratory.

The most complicate step in fullerene production is the fullerene-containing soot synthesis. Only a few corporations in the world have available high-performance electrodischarge installations. These corporations deal with only commercial problems, and in conditions of relatively poor modern

fullerene consumer market are not interested in study of physical processes in the arc reactor.

The further advance in study of mechanisms of low-dimensional carbon structure formation in electric arcs may be reached when handy compact installation providing noncontact optical and spectroscopic methods to study the processes in plasma as well as yielding carbon materials in quantity sufficient for study of their physicochemical properties will be available for the experimenters. An arc discharge module is basis of existing installations for fullerene production. The module comprises a vacuum chamber, fixed cathode, translated anode and water-cooled soot condenser. The installation on the basis of such module providing a possibility of observing of processes in the reactor with minimum service time is most suitable for carrying out of the investigation.

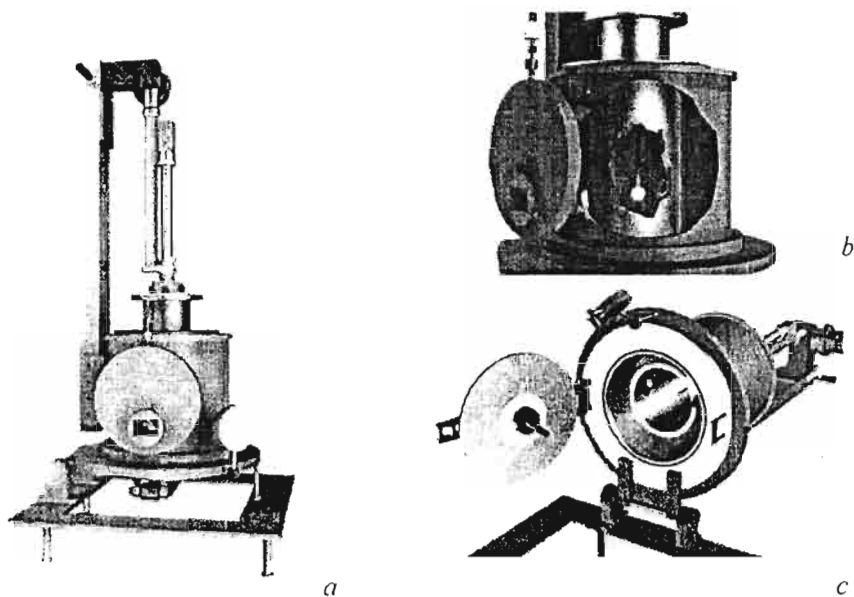
2. ARC INSTALLATION CAF-2000

Summarizing the experience of operation of arc devices for fullerene synthesis described early in the literature, the experimental installation CAF-2000 was designed and made in IMAPh of NASB. The installation is arranged with a vacuum gate permitting to depressurize the work chamber during two seconds that more than twice reduces time of preparatory operations and soot collection in comparison with the installations used by Afanasiev et al. (1994) and Shimanovich et al. (1998). A cathode is mounted in a fixed water-cooled holder placed on the vacuum gate door. An isolated anode unit is placed on a water-cooled movable manipulator with a vacuum seal and has a possibility of back-and-forth motion with adjustable speed. The anode holder, discharge chamber and cathode holder are isolated from each other. The working chamber is evacuated by a forevacuum pump with liquid nitrogen trap and provides a steady discharge at buffer gas pressures of 1-500 torr. There is a possibility of the chamber operation both in vertical and horizontal positions.

The current supply of installation can be yielded from different power supplies, including standard welding supplies of direct/alternating current (current range is 20-300 A, idle voltage is 40-500 V). The electrical insulation of cathode and anode from the working chamber permits to utilize power supplies with a voltage up to 2 kV. The installation construction allows application of discharge initiation both by a contact of graphite electrodes and by a high-voltage impulse.

The working chamber is fitted with a pair of opposite located quartz windows 38 mm in diameter for optical and spectroscopic observation of physicochemical processes in the arc plasma.

The installation CAF-2000 may be applied for carrying out of investigations on plasma physics, solid state physics, material technologies etc. both in research laboratories and in universities.



The arc installation CAF-2000 (general view *a*, discharge chamber under operation *b* and discharge chamber with opened vacuum gate door *c*).

When using the installation CAF-2000 only for fullerene soot synthesis one can reach productivity up to 20 grams of fullerenes per an eight-hour shift.

The features of CAF-2000.

dimensions, <i>cm</i>	60x70x135
weight without a power supply, <i>kg</i>	75
volume of work chamber, <i>l</i>	15
working pressure, <i>torr</i>	1-500
working voltage, <i>V</i>	20-2000
discharge current, <i>A</i>	20-300
length of anode consumption, <i>mm</i>	150
feed rate of the anode, <i>mm/min</i>	3-50
soot mass for a duty cycle, <i>g</i>	
6 mm electrode	3
12 mm electrode	12
duty cycle in standard a mode, <i>min</i>	25
time of preparation of installation to operation, <i>min</i>	30
soot production for an eight-hour shift, <i>g</i>	> 20
content of fullerene in the soot, %	> 10

The authors wish to thank G.A.Duzhev for many helpful discussions.

References

Afanasiev D, Blinov I., Bogdanov A., Duzhev G., Karataev V. and Kruglikov A.: 1994, *J. Techn. Phys.* 64, 76 (*in Russian*).

Kratschmer W., Lamb L.D., Fostiporoulos K. and Haffman D.R.: 1990, *Nature* 347, 162.

Kroto H.W., Heath J.R., O'Brien S.C., Curl R.F. and Smalley R.E.: 1985, *Nature* 318, 162.

Shimanovich V.D., Smyaglikov I.P. and Zolotovskiy A.I.: 1998, *J. Phys. Engineering* 71, 669 (*in Russian*).

STRUCTURE OF THE CARBON ARC AT LOWERED PRESSURE

V.D. SHIMANOVICH, I.P. SMYAGLIKOV, A.I. ZOLOTOVSKY,
S.M. PANKOVETS, N.I. CHUBRIK, S.V. GONCHARIK

*Institute of Molecular and Atomic Physics,
National Academy of Sciences of Belarus
F.Scaryna Av. 70, 220072 Minsk, Belarus, E-mail: lphpp@imaph.bas-net.by*

Abstract. The arc discharge between graphite electrodes ($I = 60 \div 120$ A, $U = 20 \div 40$ V, $L = 1 \div 6$ mm, $P = 1 \div 500$ torr) was found to exist in two modes, distinguished by time-spatial structure: in stationary mode with axisymmetric current-conducting channel and in non-stationary mode with two spiral channels originating from an anode spot and revolving on lateral surface of cylindrical electrodes with frequency of 10-20 kHz.

1. INTRODUCTION

When studying the processes of fullerene synthesis in carbon arcs Shimanovich et al. (1998) disclosed that the arc at lowered pressures of buffer gas operates in two modes. In the first mode the arc is stationary and axisymmetric. In the second mode the arc is non-stationary plasmoid with quasi-periodic pulsation of brightness. The arc transition into the non-stationary mode is accompanied by arc voltage drop of 4-6 V as well as by considerable rising of plasmoid brightness. The brightness pulsation correspond to voltage pulsation with amplitude of 0.5-2 V. The mode transition occurs spontaneously every 0.5-5 ms and does not depend on external discharge parameters. Ratio between duration of these modes as well as structure and pulsation frequency of non-stationary stage of the discharge depends on pressure, kind of gas and arc current. At helium pressure near 100 torr the arc operates in stationary and non-stationary modes approximately equal time. When pressure is lower than a few torr only non-stationary mode of the arc exists. Shimanovich et al. (1998) advanced the hypothesis that formation of the non-stationary arc mode takes place due to development of overheating instability in the arc plasma.

The present work is aimed to study the structure of arc in non-stationary mode under wide range of the discharge parameters by means of methods of high-speed imaging.

2. EXPERIMENT

An arc is struck in helium, argon, krypton or nitrogen at lowered pressures (1÷500 torr) between graphite electrodes 6 mm in diameter. The electrodes are enclosed in a stainless steel vacuum chamber fitted with quartz windows and the cathode, anode and walls of the chamber are water-cooled. The arc is powered by a constant current supply with ripple factor less than 0.05.

Study of the arc was carried out with the help of high-speed camera operating in modes of frame-by-frame photography and continuous scanning of different arc sections with time resolution down to 10^{-6} s.

3. RESULTS AND DISCUSSION

The sequence of frames of the arc obtained at filming frequency of 50 f/s is given in Fig. 1. The filming exposure time of 10^{-6} s eliminates a possibility of contortion of the arc images due to the instability disclosed by Shimanovich et al. (1998). It is clear from the figure that arc channel is curved and the channel position permanently displaces. Besides, there are no any longitudinal displacements of luminous volumes in the discharge gap.

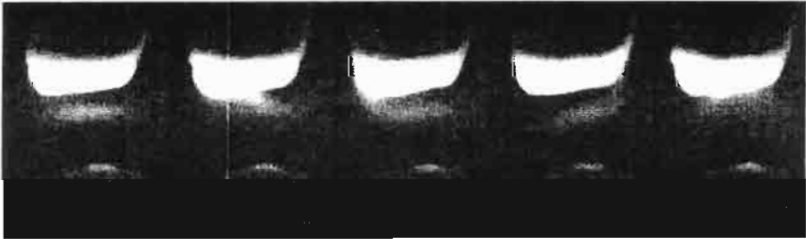


Fig. 1. A fragment of filming the arc ($I = 80$ A, $P = 10$ torr).

The analysis of the arc snaps (Fig. 1) as well as longitudinal and transversal continuous scans (see Fig. 2) has shown, that the arc under considered requirements has two spiral channels revolving on lateral surface of cylindrical electrodes. Unequal brightness of the channels on longitudinal scan apparently results from brightness extinction of the channel, remote from an observer, due to absorption and scattering of its radiation by a central zone of arc.

Model of such revolving arc is shown in Fig. 2. The continuous scans (Fig. 2, *c* and *d*) corresponding to the model and obtained by a computer simulation are in good agreement with the experimental continuous scans

(Fig. 2, *a* and *b*) obtained for the arc at $I = 80$ A, $L = 5$ mm and $P_{He} = 2$ torr. Therefore the suggested model may be used for description of behavior of revolving carbon arcs under considered requirements.

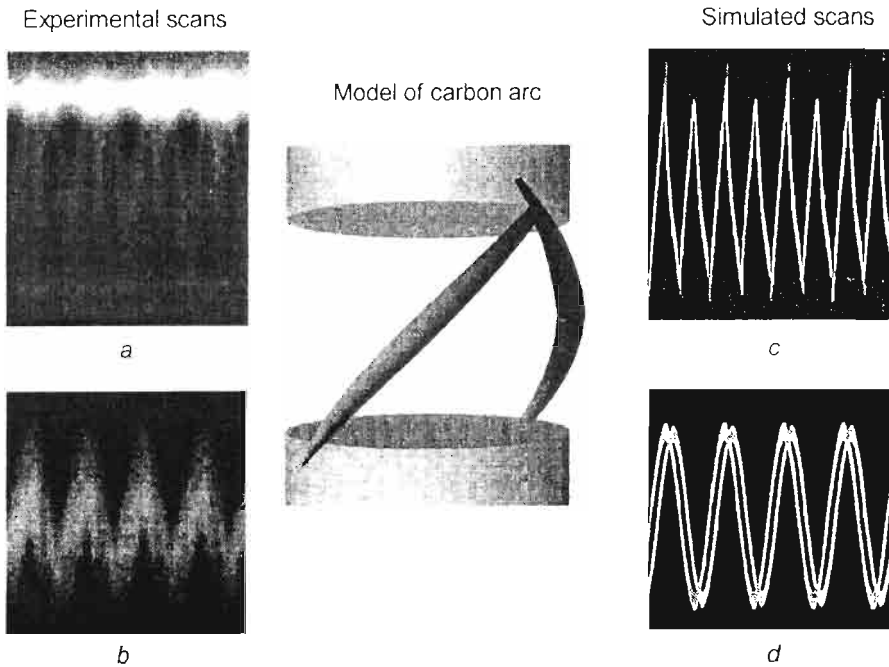


Fig. 2. Model of arc between graphite electrodes at lowered pressure and continuous scans of longitudinal (*a* and *c*) and transversal (*b* and *d*) sections of the arc.

Instability of the arc in question is caused by a competition of physical processes under entering of carbon vapour and particles from the anode into the arc and removing them from the discharge zone. At small content of carbon atoms and crystallites in plasma of arc with distributed anode attachment, the overheating instability develops due to inefficient heat transfer from the arc plasma. At certain parameters the stationary arc discharge transforms into non-stationary one with formation of electrode spots and contracted current-conducting channels. Under the influence of magnetic field the contracted channels are blown on lateral surface of cylindrical electrodes and revolve around the axis of electrodes.

To improve stability the spinning spiral channel splits in two symmetric ones originating from an anode spot. The formation of two current-conducting

channels for a plasmoid stability improvement was observed earlier by Azharonok et al. (1986).

Increase of anode erosion as a result of the spot formation leads to rising of carbon partial pressure and carbon particle density in the discharge gap thus promoting the rise of heat transfer from the arc plasma due to radiant and convective thermoconductivity. As a result the overheating instability is dumped and non-stationary arc transforms into the stationary mode. The increase of electron emission due to heated carbon particles reduces the current density near anode and also promotes the suppression of overheating instability. The arc mode transition repeats periodically during all time of the arc discharge existence.

The observed dependence of carbon arc structure on buffer gas pressure is a circumstantial confirmation of this explanation. At pressure lower a few torr the only revolving double channel spiral arc exists that specifies the heat transfer from plasma to be inefficient for inhibition of overheating instability. Decrease of radiant and convective thermoconductivity with lowering of gas pressure conforms to general conceptions about transport processes in gases and plasmas.

The conditions of alternate existence of arc in stationary symmetric or revolving spiral modes are most favorable for fullerene synthesis. Study of this accordance may be a rather successful direction of investigation of fullerene formation mechanisms in carbon arcs.

This work was carried out under support of the Fund of fundamental investigations of Belarus. The authors wish to thank G.A.Duzhev for many helpful discussions.

References

- Azharonok V.V., Gubkevich V.A., Zolotovskiy A.I., Chubrik N.I. and Shimanovich V.D.: 1986, *J. Phys. Engineering* **50**, 362 (in Russian).
- Shimanovich V.D., Smyaglikov I.P. and Zolotovskiy A.I.: 1998, *J. Phys. Engineering* **71**, 669 (in Russian).

STARK WIDTHS IN THE C II $3s\ ^2S - 3p\ ^2P^0$ TRANSITION

A. SREČKOVIĆ, V. DRINČIĆ, S. DJENIŽE

*Faculty of Physics, University of Belgrade
P.O.B.368, 11000 Belgrade, Serbia, Yugoslavia
E-mail: steva@rudjer.ff.bg.ac.yu*

1. INTRODUCTION

Carbon is one of the most present element in the various cosmic emitters. Beside, as impurities is, also, present in laboratorial light sources. So, spectral lines of singly ionized carbon (C II) can be taken for plasma diagnostics purpose. Thus, the necessity of knowledge of Stark widths of C II lines was imposed. Namely, on the basis of Stark width values it is possible to obtain the other basic plasma parameters e.g. electron temperature (T) and electron density (N) important in the modeling of the stellar atmospheres and, also, in the calculations the kinetics of the thermo-ionization, chemo-recombination, etc.... processes in various plasmas.

Five experiments (Hughes & El-Farra 1983; Djeniže et al. 1988; Perez et al. 1991; Sarandaev & Salakhov 1995; Blagojević et al. 1999) deal with the Stark FWHM (full-width at half intensity maximum, W) investigations of the $3s^2S - 3p^2P^0$ transition in the electron temperature range between 17 000 K and 32 000 K. Existing theoretical W values, calculated on the basis of the semiclassical (SC) (Griem 1974) and modified semiempirical (SEM) (Dimitrijević & Konjević 1980; Blagojević et al. 1999) approaches mutual differ up to 70% in the mentioned electron temperature interval.

The aim of this work is contribution to the knowledge of the Stark FWHM values at about 19 000 K electron temperature who the experimental W values obtained by Blagojević et al. (1999) and Sarandaev & Salakhov lie between theoretical SC and SEM values.

We have measured Stark FWHM values of the 657.803 nm and 658.285 nm C II spectral lines that belong to the $3s - 3p$ transition at 19 000 K electron temperature and $1.66 \cdot 10^{23}$ electron density. Our W data have been compared to the SC, SEM theoretical and INS estimated Stark width values.

2. EXPERIMENT

The modified version of the linear low pressure pulsed arc (Djeniže et al 1998) has been used as a plasma source. A pulsed discharge was driven in a quartz discharge tube of 5 mm i.d. and has an effective plasma length of 6.3 cm. The tube has end-on quartz windows. On the opposite sides of the carbon electrodes the glass tube was expanded in order to reduce sputtering of the electrode material onto the quartz

windows. The working gas was CO_2 at 130 Pa filling pressure in flowing regime. Spectroscopic observation of isolated spectral lines were made end-on along the axis of the discharge tube. A capacitor of $14\mu\text{F}$ was charged up to 2.8 kV. The line profiles were recorded by a step-by-step technique using a photomultiplier (EMI 9789 QB, EMI 9659 B) and a grating spectrograph (Zeiss PGS-2, reciprocal linear dispersion 0.73 nm/mm in the first order) system. The spectrograph exit slit ($10\mu\text{m}$) with the calibrated photomultiplier was micrometrically traversed along the spectral plane in small wavelength steps (0.0073 nm). The photomultiplier signal was digitized using oscilloscope, interfaced to a computer. A sample output, as example, is shown in Fig.1 and Fig.2. These figures show the researched C II lines in the early ionization and recombination phases of the discharge, respectively.

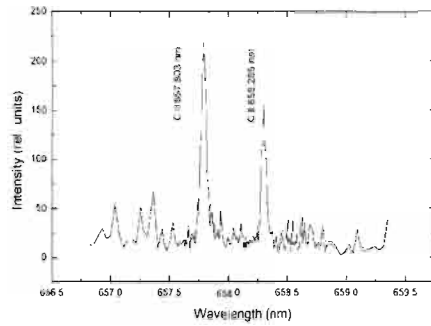


Fig.1. Recorded spectrum at $3^{\text{th}}\mu\text{s}$ after the beginning of the discharge

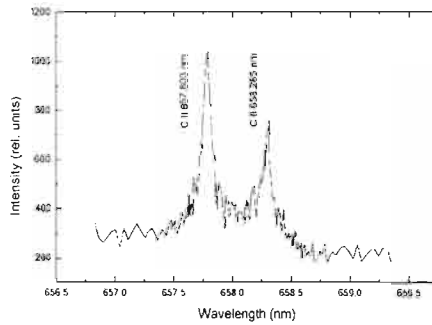


Fig.2. Recorded spectrum at $15^{\text{th}}\mu\text{s}$ after the beginning of the discharge

The measured profiles were of the Voigt type due to the convolution of the Lorentzian Stark and Gaussian profiles caused by Doppler and instrumental broadening. Van der Waals and resonance broadening were estimated to be smaller by more than an order of magnitude in comparison to the Stark, Doppler and instrumental broadening.

A standard deconvolution procedure (Davies & Vaughan 1963) was used. The Stark widths were measured with $\pm 12\%$ error at given T and N.

The plasma parameters were determined using standard diagnostics methods. The electron temperature was determined from the Boltzmann-plot of six O II lines (394.50, 395.44, 407.22, 408.72, 413.28 and 418.55 nm) with a corresponding upper-level energy interval of 5.2 eV. The necessary atomic data were taken from Wiese et al. (1966).

For electron density measurement the well-known laser interferometry method has been used and, also, the convenient Stark widths of the mentioned O II spectral lines. The obtained value was $N = 1.66 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3} \pm 7\%$ (in the 15. μs after the beginning of the discharge). The observed electron density decay is presented in Fig.3.

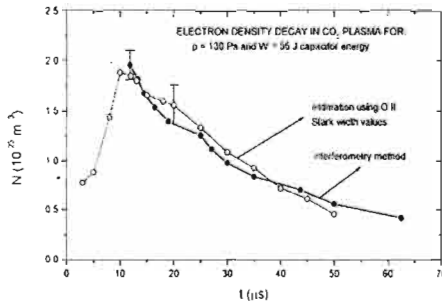


Fig.3. Electron density decay

3. RESULTS

Our experimental results of the measured Stark FWHM values at 19 000 K electron temperature and an $N = 1.66 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density are 0.146 nm on 0.141 nm for the 657.803 nm and 658.285 nm C II lines, respectively.

4. DISCUSSION

In order to allow easy comparison among measured and calculated Stark width values, we report in Fig.4 variations of W (FWHM) with the electron temperatures for a given electron density equal to 10^{23} m^{-3} . Theoretical predictions, (dashed lines) present electron contribution to the Stark width, only. The Stark width values of the mentioned C II spectral lines was calculated on the basis of the semiclassical approximation by Griem (1974) (SC) and on the basis of the modified semiempirical formulae (SEM) (Dimitrijević & Konjević). INS denote estimated W values (Djenžić et al. 1988) using the obtained Stark width regularities along the carbon isonuclear sequence.

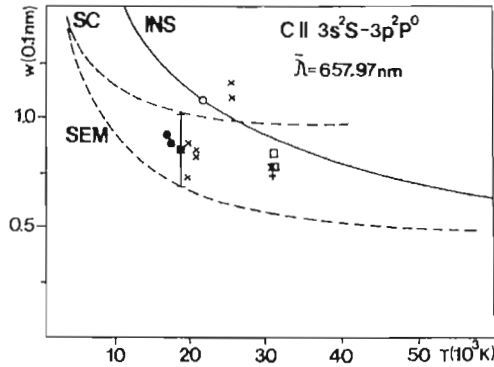


Fig.4. Stark FWHM dependence on the electron temperature at an 10^{23} m^{-3} electron density. Measured values: ■, this work; ○, Perez et al. (1991); ●, Blagojević et al. (1999); + Djeniže et al. (1988); □, Hughes & El Farra (1983); ×, Sarandaev & Salakhov (1995). Calculated values: SC, Griem (1974); SEM Blagojević et al. (1999); Estimated values: on the basis of the regularities along the carbon isonuclear (INS) sequence (Djeniže 1988). Error bar represents 19% uncertainties. $\bar{\lambda}$ is the mean wavelength in the multiplet.

5. CONCLUSION

Our measured W values at 19 000 K electron temperature agree, within experimental accuracy, with those from Blagojević et al. (1999) and lie between SC and SEM theoretical predictions confirmed earlier experimental W data (Hughes & El Farra 1983; Djeniže et al. 1988; Sarandaev & Salakhov 1995 and Blagojević et al. 1999).

References

- Blagojević B., Popović M.V., Konjević N.: 1999, *Physica Scripta*, **59**, 374.
 Davies J.I., Vaughan J.M.: 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 1302.
 Dimitrijević M.S., Konjević N.: 1980, *JQSRT*, **24**, 451.
 Djeniže S., Srećković A., Milosavljević M., Labat O., Platiša M., Purić J.: 1988, *Z.Phys. D*, **9**, 129.
 Djeniže S., Milosavljević V., Srećković A.: 1998, *JQSRT*, **59**, 71.
 Griem H.R.: 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York.
 Hughes T.P., El.Farra M.A.: 1983, *J.Phys. D*, **16**, 811.
 Perez C., et al.: 1991, *Phys. Rev. A*, **44**, 6948.
 Sarandaev E.V., Salakhov M.Kh.: 1995, *JQSRT*, **54**, 827.
 Wiese W.L., Smith M.W., Glennon B.M.: 1966, *Atomic Transition Probabilities*, NSRDS NBS 4, Vol. 1 (Washington DC: US Govt. Printing Office).

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНО-ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО ИСТОЧНИКА ПЛАЗМЫ

А.Н.Чумаков, А.В.Балашенко, Н.А.Босак,
В.И.Архипенко, С.М.Згировский

*Институт молекулярной и атомной физики Национальной академии наук
Беларуси, проспект Ф.Скорины 70, 220072 Минск, Беларусь*

Аннотация. Экспериментально обосновано применение для спектрального анализа лазерно-электроразрядного источника плазмы с комбинированным возбуждением спектров при лазерном воздействии на материалы и инъекции лазерной плазмы в область тлеющего разряда в гелии атмосферного давления.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерная плазма находит широкое применение в качестве источника света для спектрального анализа. Основанный на этом метод имеет ряд достоинств: высокую локальность отбора пробы, устранение влияния третьих компонентов на результаты анализа, простоту и применимость метода к широкому классу веществ. Однако предел обнаружения для такого прямого лазерного спектрального анализа находится на уровне 10^{-2} %. Он может быть улучшен до $10^{-3} - 10^{-5}$ % за счет перехода к пониженному давлению, пространственно-временной селекции излучения лазерного факела и специального выбора режима лазерного воздействия (Сухов, 1990; Мицько, Чумаков и др., 1990; Розанцев и др., 1993; Kagawa et al., 1998). Более радикальный подход состоит в создании комбинированных лазерно-электроразрядных источников света для спектрального анализа. В последнее время для анализа ряда металлов в водных растворах их солей находят применение самостоятельные тлеющие разряды атмосферного давления в потоке гелия (Архипенко и др., 1994, Архипенко и др., 1997). В настоящей работе исследуются излучательные характеристики комбинированного источника плазмы на основе тлеющего разряда атмосферного давления в гелии с инъекцией лазерной плазмы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Комбинированный лазерно-электроразрядный источник плазмы был создан на основе установки с самостоятельным тлеющим разрядом атмосферного давления в потоке гелия (Архипенко и др., 1994). Тлеющий разряд, возбуждался в герметичной камере с кварцевыми окнами между двумя электродами: закругленным вольфрамовым анодом (диаметр – 6 мм, радиус закругления – 3 мм) и плоским катодом, выполненном из меди (диаметр – 30 мм, толщина 8 мм). Межэлектродный промежуток был равен 4 мм. Рабочий газ - гелий – проходил через разрядную камеру и свободно выпускался в атмосферу. Расход газа составлял ~ 2

л/мин, концентрация примесей в потоке гелия не превышала 0.01%. Разряд поддерживался постоянным током ~ 1 А (рис. 1). Во время горения разряда катод облучался Nd:YAG лазером в многоимпульсном режиме. Излучение лазера фокусировалось на поверхность катода с помощью линзы с фокусным расстоянием $f = 120$ мм. Угол между оптическими осями лазера и монохроматора составлял примерно 40° . Излучение разряда регистрировалось управляемым от ЭВМ монохроматором с ПЗС-линейкой и ФЭУ-170.

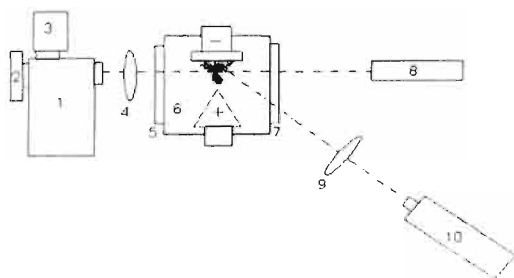


Рис. 1. Схема установки для получения комбинированного разряда: 1-монохроматор, 2-ПЗС-линейка, 3-ФЭУ, 4,9-линзы, 5,7-окна разрядной камеры, 6-разрядная камера, 8-He-Ne лазер, 10- YAG:Nd-лазер.

сировалось на поверхность катода с помощью линзы с фокусным расстоянием $f = 120$ мм. Угол между оптическими осями лазера и монохроматора составлял примерно 40° . Излучение разряда регистрировалось управляемым от ЭВМ монохроматором с ПЗС-линейкой и ФЭУ-170.

повторения (n числом) импульсов излучения достигался режим эффективного эрозионного плазмообразования (Минько, Чумаков и др., 1990), обеспечивавший интенсивное поступление материала катода в плазму тлеющего разряда.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Излучательные характеристики комбинированного лазерно-электроразрядного источника плазмы исследовались в различных областях тлеющего разряда: в области катодного свечения, Фарадеевом пространстве и положительном столбе. В частности, была зарегистрирована интенсивность свечения спектральной линии меди $\text{Cu I } 324.8$ нм (медный катод) в различных условиях. При этом плазма возбуждалась тремя способами: только лазером, только тлеющим разрядом и разрядом совместно с лазером. Выяснено, что указанная линия имеет наибольшую интенсивность в положительном столбе при совместном возбуждении лазером и тлеющим разрядом. Ее интенсивность была примерно в ~ 10 раз больше, чем в случае возбуждения только тлеющим разрядом. Однако в катодной области интенсивность этой линии при совместном возбуждении была только в 2 раза больше (рис. 2), а в области Фарадеева пространства была ниже предела регистрации. Разряд оставался устойчивым при работе лазера с частотой повторения до 6 Гц.

Исследовалась также зависимость интенсивности свечения комбинированного источника (в линии $\text{Cu I } 324.7$ нм) от плотности мощности лазерного

излучения (ЛИ). Интенсивность линии Cu I 324,7 нм регистрировалась с помощью

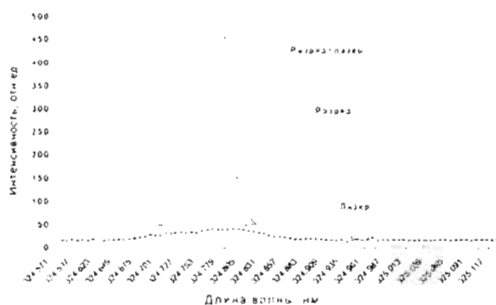
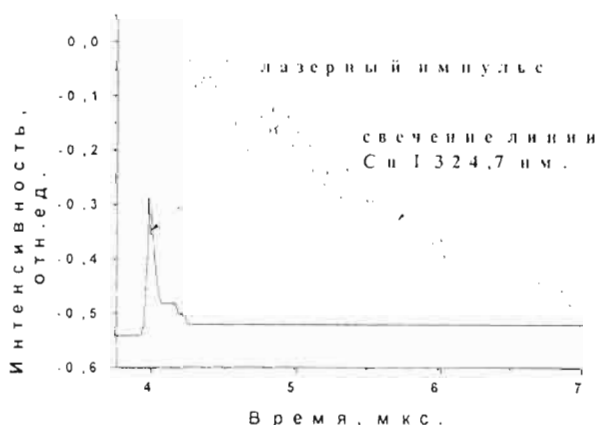


Рис. 2. Интенсивность свечения линии Cu I 324,8 нм в катодной области при разных способах возбуждения

ФЭУ-170 и цифрового осциллографа С9-27, подключенного к ЭВМ. Плотность мощности ЛИ изменялась калиброванными светофильтрами. Результаты показали, что оптимальная плотность мощности лазерного излучения q находится в диапазоне $5 \times 10^7 \leq q \leq 8 \times 10^7$ Вт/см².

Динамика временного высвечивания спектров при комбинированном возбуждении исследовалась путем синхронной регистрации интенсивности серии лазерных импульсов и спектральной линии Cu I 324,8 нм с помощью фотодиода ФД-10Г и ФЭУ-170 соответственно, которые были подключены к двухлучевому цифровому осциллографу С9-27. Интенсивность свечения линии Cu I 324,7 нм в режиме комбинированного возбуждения лазером и тлеющим разрядом была зарегистрирована в области катодного свечения, Фарадеева пространства и положительного столба. Наибольшая интенсивность свечения исследуемой линии была зарегистрирована в области положительного столба. Здесь максимум интенсивности спектральной линии запаздывает по времени на 0,5

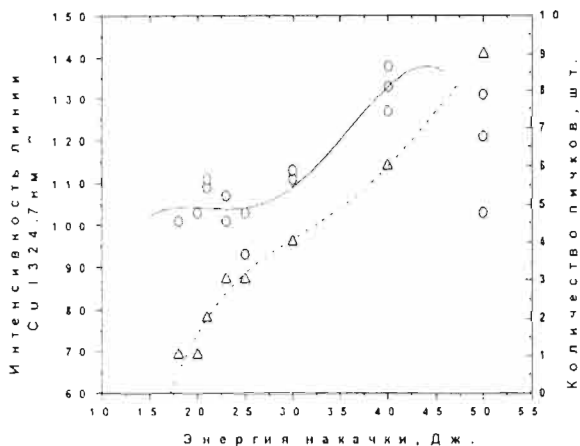
Рис. 3. Динамика высвечивания лазерного импульса и линии Cu I 324,7 нм. Область положительного столба.



мкс относительно максимума лазерного импульса (см. рис. 3), тогда как в области катодного свечения оба максимума совпадают по времени. При этом длительность высвечивания линии на порядок превышает длительность импульса ЛИ. Замечено, что интенсивность свечения исследуемой линии зависит не только от интенсивности

ЛИ, но и от количества и периода следования импульсов в серии.

Рис. 4. Зависимость интенсивности линии Cu I 324,8нм от энергии накачки и количества лазерных импульсов.



В связи с этим была исследована зависимость интенсивности излучения комбинированного источника от количества лазерных импульсов в серии. Количество лазерных импульсов регулировалось изменением уровня накачки лазера и плотности пассивного затвора из LiF, установленного внутри лазерного

резонатора. С более плотным затвором была исследована зависимость интенсивности линии от энергии накачки лазера при количестве импульсов в серии от 1 до 9 (см. Рис.4), с менее плотным – при количестве импульсов в серии до 27. В случае применения плотного затвора был обнаружен максимум интенсивности свечения комбинированного источника плазмы при 6-8 импульсах в серии. Аналогичный максимум был найден и в случае с менее плотным затвором.

Таким образом, в работе показано, что использование комбинированного возбуждения спектров самостоятельного тлеющего разряда в гелии атмосферного давления при многоимпульсном лазерном воздействии на материалы с инъекцией лазерной плазмы в область разряда обеспечивает многократное увеличение интенсивности спектров инжектируемого материала и имеет большие перспективы применения для лазерного эмиссионного спектрального анализа.

Литература

- Архипенко В.И., Згировский С.М., Симончик Л.В. и др.: 1994, *Журнал прикладной спектроскопии* **61**, 335.
- Архипенко В.И., Згировский С.М., Капаник А.К. и др.: 1997, *Журнал прикладной спектроскопии* **64**, 711.
- Kagawa K., Kurniawan H.: 1998, *Laser induced shock wave plasma spectroscopy// Trends in Applied spectroscopy* **2**.
- Минько Л.Я., Чумаков А.Н., Босак Н.А.: 1990, *Квантовая электроника* **17**, № 11, 1484.
- Розанцев В.А., Широканов А.Д., Янковский А.А.: 1993, *Журнал прикладной спектроскопии* **59**, 431.
- Сухов Л.Т.: 1990, *Лазерный спектральный анализ (физические принципы)*. - Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 143с.

AUTHORS INDEX

Ананин С.И.	13	Кузнечик О.О.	109,113
Архипенко В.И.	17,159	Кузнечик О.П.	109,113
Асташинский В.М.	13,19,67,69,73	Кураица М.М.	19,49,67,69,73,135
Азхаронок В.В.	5	Лиопо В.А.	33
Балашенко А.В.	159	Максимовић Р.	41
Боровик Ф.Н.	23	Мијатовић З.	129,133
Босак Н.А.	159	Миловановић Н.	117
Буквић С.	81	Милосављевић В.	87,119
Бураков В.С.	27	Минько Л.Я.	19,67,93,125
Бурмаков А.П.	29	Моссе А.Л.	5
Васильев С.В.	33,37	Насонов В.И.	125
Вујичић Б.	41,143	Невдах В.В.	139
Гайко О.Л.	139	Недолугов В.И.	33,37
Гаковић Б.	45	Некрашевич Я.И.	139
Гемишић М.Р.	49,67,69,73,135	Ненадовић Т.	45
Гончарик С.В.	151	Николић Д.	129,133
Гончаров В.К.	53,55,59	Обрадовић Б.М.	49,67,69,73,135
Горенков В.Н.	109,113	Орлов Л.Н.	139
Гурский Л.И.	23	Павловић З.	101
Деменшенок А.Н.	55	Панковец С.М.	147,151
Димитријевић М.С.	63,117,119	Петровић С.	45
Дојчиновић И.П.	49,67,69,73,135	Поповић Л.Ч.	117,119
Драмићанин М.	45	Пузырев М.В.	55,59
Дринчић В.	155	Пурић Ј.	19,49,67,69,73,135
Ђениже С.	77,81,87,119,155	Романов Г.С.	23
Ђуровић С.	129,133,143	Савастенко Н.А.	27
Ершов-Павлов Е.	91	Савић И.	143
Ефремов В.В.	93	Серебряков Н.Н.	37
Загорский А.В.	59	Симончик Л.В.	17
Згировский С.М.	97,159	Смягликов И.П.	147,151
Золотовский А.И.	147,151	Срећковић А.	155
Иванов А.Ю.	33,37	Суходолов Д.В.	97
Ивковић М.	101	Тарасенко Н.В.	27
Јовићевић С.	101	Тртица М.	45
Кириллов А.А.	97	Ћук М.	19,67
Кобиларов Р.	129,133,143	Чёрный В.Е.	29
Коњевић Н.	49,101,129,133,135	Чернявский А.Ф.	59
Коротков К.В.	29	Чубрих Н.И.	151
Костюкевич Е.А.	105	Чумаков А.Н.	93,159
Крстић С.	41	Шиманович В.Д.	5,147,151

ПУБЛИКАЦИЈЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ
PUBLICATIONS OF THE ASTRONOMICAL OBSERVATORY OF BELGRADE

No. 1 (1947)

ЕФЕМЕРИДЕ 98 МАЛИХ ПЛАНЕТА ЗА 1947 ГОДИНУ;
ÉPHÉMÉRIDES DE 98 DES PETITES PLANÈTES POUR L'AN 1947

No. 2 (1947)

ЕФЕМЕРИДЕ 106 МАЛИХ ПЛАНЕТА ЗА 1948 ГОДИНУ;
ÉPHÉMÉRIDES DE 106 DES PETITES PLANÈTES POUR L'AN 1948

No. 3 (1949)

ЕФЕМЕРИДЕ 106 МАЛИХ ПЛАНЕТА ЗА 1949 ГОДИНУ;
ÉPHÉMÉRIDES DE 106 DES PETITES PLANÈTES POUR L'AN 1949

No. 4 (1951) P. M. Djurković, B. M. Ševarlić et Z. M. Brkić,

ОДРЕЂИВАЊЕ ГЕОГРАФСКЕ ШИРИНЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ, 1947;
DETERMINATION DE LATITUDE DE L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BELGRADE, 1947

No. 5 (1957) B. M. Ševarlić,

SUR LE PROBLÈME DE LA VARIATION DES LATITUDES ET DU MOUVEMENT DU PÔLE INSTANTANÉ DE ROTATION À LA SURFACE DE LA TERRE

No. 6 (1961) Ljubiša A. Mitić,

COOSCILLATIONS DES PENDULES ASTRONOMIQUES

No. 7 (1961) Zaharije M. Brkić

ПРИЛОГ ИСПИТИВАЊИМА СИСТЕМАЧКИХ УТИЦАЈА НА АСТРОНОМСКО ОДРЕЂИВАЊЕ ВРЕМЕНА;
CONTRIBUTION AUX ÉTUDES DES INFLUENCES SYSTÉMATIQUES À LA DÉTERMINATION ASTRONOMIQUE DE L'HEURE

No. 8 (1961) B. M. Ševarlić,

ПРОМЕНЕ ГЕОГРАФСКЕ ШИРИНЕ АСТРОНОМСКЕ ОПСЕРВАТОРИЈЕ У БЕОГРАДУ ОД 1949.0 - 1957.0;
VARIATIONS DE LA LATITUDE DE L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BEOGRAD DE 1949.0 - 1957.0

No. 9 (1961) Branislav M. Ševarlić,

ПРИЛОГ ИСПИТИВАЊУ ПРОМЕНА ГЕОГРАФСКИХ ШИРИНА БЕОГРАДА;
CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES VARIATIONS DE LA LATITUDE DE BEOGRAD

No. 10 (1964) Vasilije Oskanjan,

THE UV CETI VARIABLE STARS

No. 11 (1965) P. M. Djurković, M. Protić, J. Arsenijević, A. Kubičela, O. Kovačević, R.

Grujić, Lj. Dačić, M. Djokić, Č. Čepinac,
OBSERVATIONS DU SOLEIL EN 1957, 1958 ET 1959 A L'OBSERVATOIRE ASTRONOMIQUE DE BEOGRAD

No. 12 (1968) Editor: P. M. Djurković,

SIMPOZIJUM ASTRONOMA JUGOSLAVIJE POVODOM 75. GODIŠNJICE OSNIVANJA ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU (1887 - 1962)

No. 13 (1967) G. Teleki,

A CONTRIBUTION INTO THE RESEARCH OF ASTRONOMICAL REFRACTION AND ITS ANOMALIES ON THE BASIS OF AEROLOGICAL MEASUREMENTS CARRIED OUT IN BEOGRAD

No. 14 (1968)

RADOVI NA ISPITIVANJU FUNDAMENTALNIH ASTROMETRIJSKIH INSTRUMENTATA, NJIHOVIH ORGANA I PRIBORA;
TRAVAUX SUR L'EXAMEN DES INSTRUMENTS ASTROMETRIQUES FONDAMENTAUX, DE LEUR ORGANES ET ACCESSOIRES

No. 15 (1968) Aleksandar Kubičela

UNE MODIFICATION DU SPECTROGRAPHE CHROMOSPHERIQUE A PLAQUE MOBILE

No. 16 (1969) Editor: P. M. Djurković,

RADOVI PRIKAZANI NA IV KONGRESU MATEMATIČARA, FIZIČARA I ASTRONOMA, OKTOBRA 1965 U SARAJEVU

No. 17 (1972) Sofija N. Sadžakov, Dušan P. Šaletić,

CATALOGUE OF DECLINATIONS OF THE LATITUDE PROGRAMME STARS (KŠZ)

No. 18 (1974) Editor: G. Teleki,

THE PRESENT STATE AND FUTURE OF THE ASTRONOMICAL REFRACTION INVESTIGATIONS,

Proceedings of the Study Group on Astronomical Refraction of the International Astronomical Union Commission 8

No. 19 (1974) Georgije M. Popović,

THE FIRST GENERAL CATALOGUE OF DOUBLE-STAR OBSERVATIONS MADE IN BELGRADE, 1951-1971

No. 20 (1975) Editor: Dj. Teleki,

ZBORNİK RADOVA NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSКИH ASTRONOMA - 1973, BEOGRAD;

PROCEEDINGS OF THE NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONOMERS - 1973, BELGRADE

No. 21 (1975) S. Sadžakov, D. Šaletić,

DECLINATIONS AND THE PROPER MOTIONS OF THE STARS OF THE INTERNATIONAL LATITUDE SERVICE ON THE BASIS OF MERIDIAN CATALOGUES FROM 1929 TO 1972.

No. 22 (1975) Ivan Pakvor,

ISPITIVANJE NAGLAVAKA VELIKOG PASAŽNOG INSTRUMENTA ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU;

PIVOT-EXAMINATIONS OF BELGRADE OBSERVATORY'S LARGE TRANSIT INSTRUMENT

No. 23 (1975) Lj. A. Mitić,

PRIPREMNI RADOVI NA VELIKOM PASAŽNOM INSTRUMENTU BEOGRADSKЕ OPSERVATORIJE;

PREPARATION OF THE LARGE TRANSIT INSTRUMENT OF THE BELGRADE OBSERVATORY FOR REGULAR OBSERVATION

No. 24 (1978) Sofija N. Sadžakov,

IZVEDENI KATALOG ŠIRINSKIH ZVEZDA (IKŠZ);

GENERAL CATALOGUE OF LATITUDE STARS (IKŠZ)

No. 25 (1978) Danilo J. Zulević,

PRILOG STATISTIČKOM ISPITIVANJU UTICAJA ODNOSA MASA KOMPONENATA NA DINAMIČKE PUTANJSKE ELEMENTE (e , P , a) KOD VIZUELNO DVOJNIH ZVEZDA;

STATISTICAL INVESTIGATION OF THE RELATION BETWEEN THE MASS RATIO AND THE DYNAMICAL ORBITAL ELEMENTS e , P , a OF THE VISUAL BINARIES

No. 26 (1979) Editor: Dj. Teleki,
ZBORNİK RADOVA III NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSКИH AS-
TRONOMA, BEOGRAD, 1977.;
PROCEEDINGS OF THE III NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
MERS, BELGRADE, 1977.

No. 27 (1979) S. N. Sadžakov,
ISPITIVANJE SISTEMATSKIH GREŠAKA TIPA $\Delta\delta_\alpha$ ŠIRINSKIH POSMATRANJA
RAZNIH OPSERVATORIJA NA OSNOVU NJIHOVOG UPOREDJIVANJA SA BEO-
GRADSKIM IZVEDENIM KATALOGOM ŠIRINSKIH ZVEZDA I FOTOGRAFSKIM
KATALOGOM AGK3;
INVESTIGATION OF THE SYSTEMATIC $\Delta\delta_\alpha$ - TYPE ERRORS IN LATITUDE OB-
SERVATIONS OF VARIOUS OBSERVATORIES BY THEIR COMPARISON WITH BEL-
GRADE GENERAL CATALOGUE OF LATITUDE STARS AND THE PHOTOGRAPHIC
CATALOGUE AGK3

No. 28 (1980) Jelisaveta Arsenijević,
POLARIZACIJA ZRAČENJA NEKIH HLADNIH SUPERDŽINOVA

No. 29 (1982) Editors: G. Teleki, B. Ševarlić,
EPITOME FUNDAMENTORUM ASTRONOMIAE, Pars II,
Photographic Catalogues and Charts of Star Positions

No. 30 (1981) S. N. Sadžakov, D. P. Šaletić, M. D. Dačić,
KATALOG ZVEZDA PROGRAMA SFZT;
CATALOGUE OF NPZT PROGRAMME STARS

No. 31 (1981)
ASTROKLIMATSKA ISTRAŽIVANJA ZA IZBOR MESTA VISINSKE STANICE AS-
TRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU;
ASTROCLIMATIC EXPLORATIONS FOR SITE SELECTION OF THE HIGH ALTI-
TUDE STATION OF THE BELGRADE OBSERVATORY

No. 32 (1984) Vojislava Protić-Benišek,
MERKUROVI PROLAZI I PARALAKSA SUNCA;
TRANSITS OF MERCURY AND SOLAR PARALLAX

No. 33 (1985) Editor: G. M. Popović,
ZBORNİK RADOVA VI NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSКИH AS-
TRONOMA, HVAR, 1983.;
PROCEEDINGS OF THE VI NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
MERS, HVAR, 1983

No. 34 (1986) Božidar Popović,
EQUATIONS DES PERTURBATIONS DES ELEMENTS HELIOCENTRIQUES VECTO-
RIELS DES ORBITES DES PETITES PLANETES ET COMETES

No. 35 (1987) Editor: G. Teleki,
PROCEEDINGS OF THE WORKSHOP ON REFRACTION DETERMINATION IN THE
OPTICAL AND RADIO ASTROMETRY, LENINGRAD, USSR, 1985

No. 36 (1989)
STO GODINA ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU

No. 37 (1989) Vladimir Kršljanin,
ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA KOD TOPLIH ZVEZDA;
ION LINES STARK SHIFTS IN SPECTRA OF HOT STARS

No. 38 (1990) S. N. Sadžakov, M. D. Dačić,
BEOGRADSKI KATALOG DVOJNIH ZVEZDA;
BELGRADE CATALOGUE OF DOUBLE STARS

- No. 39 (1990) Milan S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJA OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI 1962 – 1985,
 (Bibliografija i indeks citata);
 LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA 1962 – 1985,
 (Bibliography and citation index)
- No. 40 (1990) Editors: G. Teleki and B. Ševarlić,
 EPITOME FUNDAMENTORUM ASTRONOMIAE, Pars III,
 Parallaxes, Proper Motions and Radial Velocities
- No. 41 (1991) Milan S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI II (1985 – 1989),
 (Bibliografija i indeks citata);
 LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA II (1985 – 1989),
 (Bibliography and Citation Index)
- No. 42 (1991) Gojko Djurašević,
 ISPITIVANJE AKTIVNIH TESNIH DVOJNIH SISTEMA NA OSNOVU FOTOMETRI-
 JSKIH MERENJA;
 INVESTIGATION OF ACTIVE CLOSE BINARIES BASED ON PHOTOMETRIC MEA-
 SUREMENTS
- No. 43 (1992) Editors: O. Atanacković-Vukmanović and M. S. Dimitrijević,
 Astronomska opservatorija u Beogradu,
 AKTIVNOSTI I KRATKI SADRŽAJI RADOVA 1980 – 1990;
 Astronomical Observatory in Belgrade,
 ACTIVITIES AND ABSTRACTS OF PAPERS 1980 – 1990
- No. 44 (1993) Editors: M. S. Dimitrijević and D. Djurović,
 ZBORNİK RADOVA X NACIONALNE KONFERENCIJE JUGOSLOVENSКИH ASTRO-
 NOMA, 22 – 24 SEPTEMBAR 1993;
 PROCEEDINGS OF THE X NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
 MERS, BELGRADE, SEPTEMBER 22 – 24, 1993
- No. 45 (1993) B. Jovanović, L. Djurović, M. Jovanović,
 HOMOGENIZOVANI SISTEM UT_{BLI} ZA PERIOD 1964 – 1986;
 HOMOGENEOUS SYSTEM UT_{BLI} FOR 1964 – 1986
- No. 46 (1994) Luka Č. Popović,
 ŠTARKOVO ŠIRENJE SPEKTRALNIH LINIJA TEŠKIH JONA U SPEKTRIMA TOPLIH
 ZVEZDA;
 STARK BROADENING OF HEAVY ION SPECTRAL LINES IN SPECTRA OF HOT
 STARS
- No. 47 (1994) Milan S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI I SRBIJI III (1989
 – 1993),
 (Bibliografija i indeks citata);
 LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA AND SERBIA III (1989 – 1993),
 (Bibliography and citation index)
- No. 48 (1995) Editors: O. Atanacković-Vukmanović and M. S. Dimitrijević,
 ISTRAŽIVANJA U ASTRONOMIJI I;
 RESEARCHES IN ASTRONOMY I
- No. 49 (1995) Editors: I. Vince, M. S. Dimitrijević and L. Balázs,
 PROCEEDINGS OF THE FIRST HUNGARIAN-YUGOSLAV ASTRONOMICAL CON-
 FERENCE,
 April 26–27, 1995, Baja Hungary

No. 50 (1995) Editors: M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović,
PROCEEDINGS OF THE FIRST YUGOSLAV CONFERENCE ON SPECTRAL LINE
SHAPES,
September 11-14, 1995, Krivaja, Yugoslavia

No. 51 (1996) Editors: M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović,
Астрономска Опсерваторија у Београду,
АКТИВНОСТИ И КРАТКИ САДРЖАЈИ РАДОВА (1991 – 1995);
Astronomical Observatory in Belgrade,
ACTIVITIES AND ABSTRACTS OF PAPERS (1991 – 1995)

No. 52 (1996) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1995;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1995

No. 53 (1996) Editors: V. S. Burakov and M. S. Dimitrijević,
PROCEEDINGS OF THE FIRST BELARUSSIAN-YUGOSLAVIAN SYMPOSIUM ON
PHYSICS AND DIAGNOSTICS OF LABORATORY & ASTROPHYSICAL PLASMA,
July 1 – 3, 1996, Minsk, Belarus,
In memoriam of M. A. Elyashevich, academician of Belarus AS

No. 54 (1996) Editors: M. Vukićević-Karabin and Z. Knežević,
ЗБОРНИК РАДОВА XI НАЦИОНАЛНЕ КОНФЕРЕНЦИЈЕ ЈУГОСЛОВЕНСКИХ
АСТРОНОМА,
Београд, 9 – 11, октобар 1996;
PROCEEDINGS OF THE XI NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONO-
MERS,
Belgrade, October 9 – 11, 1996

No. 55 (1997) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1996;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1996

No. 56 (1997) Editors: M. S. Dimitrijević, J. Milogradov-Turin and L. Č. Popović,
РАЗВОЈ АСТРОНОМИЈЕ КОД СРБА;
DEVELOPMENT OF ASTRONOMY AMONG SERBS

No. 57 (1997) Editors: Luka Č. Popović and Milivoje Ćuk,
PROCEEDINGS OF THE SECOND YUGOSLAV CONFERENCE ON SPECTRAL LINE
SHAPES,
September 29 – October 2, 1997, Bela Crkva, Yugoslavia

No. 58 (1997) Milan S. Dimitrijević,
LINE SHAPES INVESTIGATIONS IN YUGOSLAVIA AND SERBIA IV (1993 – 1997),
(Bibliography and citation index);
ISTRAŽIVANJE OBLIKA SPEKTRALNIH LINIJA U JUGOSLAVIJI I SRBIJI IV,
(1993 – 1997) (Bibliografija i indeks citata)

No. 59 (1998) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1997;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1997

No. 60 (1998) Editors: M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović,
PROCEEDINGS OF THE 4th YUGOSLAV-ROMANIAN ASTRONOMICAL MEETING,
(4th YuRoAM)

No. 61 (1998) Editors: M. S. Dimitrijević and V. S. Burakov,
PROCEEDINGS OF THE 2nd YUGOSLAV – BELARUSSIAN SYMPOSIUM ON PHYSICS & DIAGNOSTICS OF LABORATORY & ASTROPHYSICAL PLASMAS,
September 5-6, 1998, Zlatibor, Yugoslavia

No. 62 (1998) M. S. Dimitrijević,
АСТРОНОМСКА СПЕКТРОСКОПИЈА;
ASTRONOMICAL SPECTROSCOPY

No. 63 (1999) Milan S. Dimitrijević,
БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1998;
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1998

No. 64 (1999) Editors: Milan S. Dimitrijević, Luka Č. Popović and Milcho Tsvetkov,
PROCEEDINGS OF THE FIRST BULGARIAN-YUGOSLAV ASTRONOMICAL MEETING

No. 65 (1999) Editors: Luka Č. Popović and Miodrag Dačić,
ЗБОРНИК РАДОВА XII НАЦИОНАЛНЕ КОНФЕРЕНЦИЈЕ ЈУГОСЛОВЕНСКИХ АСТРОНОМА И МЕЂУНАРОДНОГ СКУПА О РАЗВОЈУ АСТРОНОМСКИХ БАЗА ПОДАТАКА;
PROCEEDINGS OF THE XII NATIONAL CONFERENCE OF YUGOSLAV ASTRONOMERS AND INTERNATIONAL WORKSHOP ON THE DEVELOPMENT OF ASTRONOMICAL DATABASES

No. 66 (1999) Editors: M. S. Dimitrijević, J. Purić and V. S. Burakov,
INVITED LECTURES OF THE 2nd YUGOSLAV – BELARUSSIAN SYMPOSIUM ON PHYSICS & DIAGNOSTICS OF LABORATORY & ASTROPHYSICAL PLASMAS,
September 5-6, 1998, Zlatibor, Yugoslavia

No. 67 (2000) Editors: Milan S. Dimitrijević, Luka Č. Popović and Milcho Tsvetkov,
ЗБОРНИК РАДОВА ДРУГОГ СРПСКО - БУГАРСКОГ АСТРОНОМСКОГ СУСРЕТА,
Јун 23-26, Зајечар, Србија;
PROCEEDINGS OF THE SECOND SERBIAN - BULGARIAN ASTRONOMICAL MEETING,
Jun 23-26, Zaječar, Srbija

No. 68 (2000) Editors: V. S. Burakov and M. S. Dimitrijević,
III BELARUSSIAN – YUGOSLAV SYMPOSIUM ON PHYSICS AND DIAGNOSTICS OF LABORATORY AND ASTROPHYSICAL PLASMAS,
September 17-21, 2000, Minsk, Belarus

CIP - Каталогизација у публикацији
Народна библиотека Србије, Београд

533.9(063)(082)

YUGOSLAV-Belarussian Symposium on Physics and
Diagnostics of Laboratory and Astrophysical
Plasmas (3 ; 2000 ; Minsk)

[Third]

III Yugoslav-Belarussian Symposium on
Physics and Diagnostics of Laboratory
and Astrophysical Plasmas (PDP-III'2000),
September 17-21, 2000, Minsk, Belarus /
edited by V. S. Burakov and M.[Milan] S.

Dimitrijević. Београд : Astronomical
Observatory, 2000 (Belgrade : Banjac
Grafika). - 165 str. : ilustr. ; 24 cm. -
(Публикације Астрономске опсерваторије у
Београду = Publications of the Astronomical
Observatory of Belgrade, ISSN 0373-3742 ; sv.
68)

Tekst na engl. i rus. jeziku. - Tiraž 500. -
Bibliografija uz svaki rad. - Abstracts.

1. Dimitrijević, Milan S.

52-7(063)(082) 521-355(063)(082)

539.18(063)(082)

а) Плазма - Зборници б) Астрофизика -
Зборници с) Атомска физика - Зборници
ID=8591844