

UDC 533.9(063)(082)

YU ISSN 0373-3742

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

Sv. 53

No. 53

PROCEEDINGS OF THE FIRST BELARUSSIAN-YUGOSLAVIAN
SYMPOSIUM ON PHYSICS AND DIAGNOSTICS
OF LABORATORY & ASTROPHYSICAL PLASMA
PDP-I'96

July 1 – 3, 1996, Minsk, Belarus

In memoriam of M. A. Elyashevich, academician of Belarus AS



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



БЕОГРАД
1996

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 (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Zoran KNEŽEVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Andrea MILANI (Università di Pisa, Pisa)

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

Dr Slobodan NINKOVIĆ (Astronomical Observatory, Belgrade)

Mr Vojislava PROTIĆ -BENIŠEK (Astronomical Observatory, Belgrade)

Dr Sofija SADŽAKOV (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,
11050 Beograd, Yugoslavia

Director of the Astronomical Observatory: Dr M. S. Dimitrijević

The publication of this issue is financially supported by the Ministry of Sciences
and Technology of Serbia

Number of copies / тираж : 500

Production: "Komex" Peć, Vlade Raičevića 1/B

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

Sv. 53

No. 53

PROCEEDINGS OF THE FIRST BELARUSSIAN-YUGOSLAVIAN
SYMPOSIUM ON PHYSICS AND DIAGNOSTICS
OF LABORATORY & ASTROPHYSICAL PLASMA

PDP-I'96

July 1 - 3, 1996, Minsk, Belarus

In memoriam of M. A. Elyashevich, academician of Belarus AS

PDP-I'96



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



БЕОГРАД

1996

The First Belarussian-Yugoslavian Symposium
on Physics and Diagnostics of Laboratory & Astrophysical Plasma
PDP-I'96

July 1 – 3, 1996, Minsk, Belarus

In memoriam of M. A. Elyashevich, academician of Belarus AS

Program Scientific Committee

- V. S. BURAKOV**, Co-chairman (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- M. S. DIMITRIJEVIĆ**, Co-chairman (Astronomical Observatory, Belgrade, Yugoslavia)
- N. KONJEVIĆ**, Vice-chairman (Institute of Physics, Belgrade, Yugoslavia)
- L. Ya. MIN'KO**, Vice-chairman (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- A. N. CHUMAKOV**, Scientific secretary (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- V. I. ARKHIPENKO** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- S. DJUROVIĆ** (Faculty of Physics, Novi Sad, Yugoslavia)
- V. K. GONCHAROV** (Research Institute of Applied Physical Problems at Belarus State University, Belarus)
- O. P. KUZNECHIK** (Belarus State University, Belarus)
- T. NENADOVIĆ** (Institute of Nuclear Sciences "Vinča", Belgrade, Yugoslavia)
- J. PURIĆ** (Faculty of Physics, Belgrade, Yugoslavia)
- G. S. ROMANOV** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- V. D. SHIMANOVICH** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)
- A. P. VOITOVICH** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences, Belarus)

Local Organizing Committee

- V. I. ARKHIPENKO**, Chairman (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences)
- A. N. CHUMAKOV**, Vice-chairman (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences)
- N. A. SAVASTENKO**, Secretary (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences)
- V. L. KONTSEVOJ** (Research Institute of Applied Physical Problems at Belarus State University)
- E. A. KOSTYUKEVICH** (Institute of Molecular and Atomic Physics of Belarus Academy of Sciences)
- G. V. MILOSHEVSKY** (Heat and Mass Transfer Institute of Belarus Academy of Sciences)

Editors of the Conference Proceedings

V. S. BURAKOV

M. S. DIMITRIJEVIĆ

CONTENTS

Dimitrijević M. S. : Foreword	5
Invited lectures	
Ананин С. И., Асташинский В. М., Минько, Л. Я., Морозов А. И., Терешин В. И., Чеботарев В. В. : Квазистационарные компрессионные плазменные потоки	7
Архипенко В. И. : Самостоятельный тлеющий разряд в инертных газах при атмосферном давлении	9
Vince I. : Long-term variations of Solar spectral lines	11
Гончаров В. К., Концевой В. Л., Пузырев М. В. : Влияние различных факторов на динамику лазерных плазменных факелов металлов	13
Dimitrijević M. S. : How critically select theoretical Stark broadening data needed for the investigation of astrophysical, laboratory and laser produced plasmas	17
Димитриевич М. С., Минько Л. Я. : Современное состояние теории и эксперимента по уширению спектральных линий применительно к диагностике лабораторной плазмы	19
Djurović S., Mijatović Z., Pavlov M., Kobilarov R. and Vujičić B. T. : Influence of weak d.c. magnetic field on the H_{β} line emitted from T-tube plasma	21
Konjević N., Kuraica M. M. and Videnović I. R. : Spectroscopic studies of an analytical glow discharge	23
Kuznechik O. P. : Statistical properties of the background noise for the atmospheric windows in the intermediate infrared region	25
Mihajlov A. A. and Dimitrijević M. S. : $A - A^*(n)$ ionization and $A - A^+ - e$ recombination processes in stellar atmospheres	27
Минько Л. Я. : От оптических явлений ядерных взрывов к оптике и спектроскопии низкотемпературной плазмы и радиационной плазмодинамике	29

Nenadović T. M. :	
Crater morphology induced by different energetic beams	33
Petrović Z. Lj. :	
From electron molecule scattering cross sections to plasma applications :	
Physics of non-equilibrium low-pressure discharges	35
Тарасенко Н. В. :	
Методы лазерно- и столкновительно- индуцированной флуоресценции для	
диагностики плазмы	37
Толкач В. И. :	
Перенос линейчатого излучения в неоднородных слоях плазмы	39
Чумаков А. Н. :	
Исследование свойств лазерно- плазменных источников оптического	
излучения в атмосфере и в вакууме	41

Contributed papers

Агеев В. А., Бохонов А. Ф., Жуковский В. В., Янковский А. А. :	
Формирование газовой полости при лазерной абляции металлов в жидкости .	43
Ажаронк В. В., Филатова И. И., Шиманович В. Д., Орлов Л. Н.,	
Некрашевич Я. И. :	
Исследование нагрева нейтральной компоненты плазмы высокочастотного	
емкостного разряда в атмосфере N_2 и смесях N_2 с гелием	47
Arkhipenko V. I., Pisarev V. A., Simonchik L. V. :	
Dynamics of a plasma in a strong oblique Langmuir wave field	51
Асташинский В. М., Баканович Г. И., Костюкевич Е. А., Маньковский А. А.,	
Минько Л. Я. :	
Интерферометрические и спектроскопические исследования плазменных	
поток в КСПУ П-50 М	55
Астышыньскі В. М., Манькоўскі А. А., Мінько Л. Я. :	
Дынаміка фармавання і тэрмадынамічныя ўласцівасці кампрэсійнай	
эразійнай плазмавай плыні ў паветры пры атмасферным ціску	59
Багино Д. В., Золотовский А. И., Смягликов И. П., Шиманович В. Д. :	
Исследование параметров частиц КДФ в катодной струе электрической	
дуги	63
Blagojević B., Popović M. V., Konjević N. and Dimitrijević M. S. :	
Plasma broadening of spectral lines along isoelectronic sequences of lithium	
and boron	67
Боровик Ф. Н., Степанов К. Л. :	
О коэффициентах реализации Штарковских компонент линий водорода в	
плазме	71

Burakov V. S., Naumenkov P. A. and Raikov S. N. : Dynamics of discharge chamber wall ablation in pulsed nitrogen or carbon dioxide plasma	75
Бураков В. С., Науменков П. А., Тарасенко Н. В. : Диагностика лазерной плазмы по Штарковскому уширению линий излучения	79
Бык А. П., Гончаров В. К., Кравцевич И. И., Сиколенко А. Е. : Автоматизированная система диагностики параметров оптического излучения плазмы	83
Videnović I. R., Konjević N. and Kuraica M. M. : Temperatures of excited hydrogen atoms in the abnormal glow discharge	85
Videnović I. R., Kuraica M. M. and Konjević N. : Stark profiles of H_{β} line in the cathode fall region of an abnormal glow discharge	89
Vitiaz P., Ilyshenko A., Sobolevskij S., Okovity V. : The biocompatible plasma sprayed coatings	93
Gaković B., Jokić T. and Nenadović T. : Laser sputtering of TiB_2 thin films deposited on Al based substrate	95
Dimitrijević M. S. and Sahal-Bréchet S. : Electron-impact broadening of neutral strontium lines in stellar and laboratory plasmas	97
Djenize S. and Labat J. : On the Stark width regularities along a sodium like isoelectronic sequence	101
Djurović S., Mijatović Z., Kobilarov R. and Konjević N. : Stark parameters temperature dependence of the Ar I 425.9 nm line	105
Djurović S., Mijatović Z., Pavlov M., Vujičić B., Kobilarov R. and Savić I. : Asymmetry of the Balmer H_{β} line in the low dc magnetic field	109
Ivković M., Jovićević S., Konjević N. : Electron density diagnostics in an atmospheric pressure helium microwave-induced plasma	113
Ilyshenko A., Vityaz P., Okovity V., Sobolevskij S., Dubelir T. : The formation of plasma sprayed coating containing carbides	117
Ilyshenko A., Vityaz P., Okovity V., Ilyshenko E., Sobolevskij S., Kalinovsky V. : Investigation of diamonds plasma sprayed coatings	119
Ilyshenko A., Okovity V., Sobolevskij S., Dubelir T. : Deposition of the plasma sprayed thermal barrier coatings	121

Plyshenko A., Okovity V., Sobolevskij S., Dubelir T., Shimanovich V., Naumenko N. :	
Optical system for control plasma spraying	123
Минько Л. Я., Насонов В. И. :	
Особенности динамики приповерхностного плазмообразования и оптические свойства эрозионных плазменных факелов при квазинепрерывном лазерном воздействии на висмутовую мишень	125
Минько Л. Я., Чумаков А. Н., Ефремов В. В., Босак Н. А. :	
Особенности ИК-излучения приповерхностных лазерных плазменных образований в различных газах	129
Орлов Л. Н., Гайко О. Л., Невдах В. В., Некрашевич Я. И. :	
Использование поперечного ВЧ возбуждения для создания газовых лазеров .	133
Орлов Л. Н., Хават Ш. аль :	
Об особенностях возбуждения частиц в высокочастотном емкостном разряде	137
Popović L. Č. and Dimitrijević M. S. :	
Stark broadening of Kr II spectral lines	139
Purić J., Milosavljević V., Milosavljević M. and Ćuk M. :	
Stark widths and shifts predictions from regularities for higher members of several Mg I and Mg II spectral series	143
Srećković A., Bukvić S. and Djeniže S. :	
Measured Stark parameters of the Ni I 397.356 nm spectral line	147
Степанов К. Л., Станчиц Л. К. :	
Коэффициенты излучения плазмы водорода вблизи порогов спектральных серий	151
Stojanović V. D. and Petrović Z. Lj. :	
Arrival time spectrum of electron and ion avalanches at very high E/n in nitrogen	155
Ясинский В. М. :	
Особенности гальваномагнитного эффекта в тлеющем разряде гелия и гелий-неоновой смеси	159
Author index	163
List of participants	165

FOREWORD

The first Belarussian - Yugoslav Symposium on Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasma (PDP-I'96) is an effectuation of our desire to contribute to the friendship and to promote the collaboration and mutual ties between Belarus and Yugoslavia.

During a sad period when, in contravention of all international conventions bearing on the freedom of science, in contravention of the Declaration on Human Rights protecting the science and scientists, sanctions were enforced even against so noble and peaceable a science as is astronomy, Yugoslav astronomers have, nonetheless, continued contributing to the international science, supported by numerous friends all over the world, for whom the universality of science was unviolable and sacrosanct.

In order to lay down conditions for closer relationship an agreement on collaboration and friendship has been signed on 15 September 1995 in Belgrade between the Institute of Molecular and Atomic Physics of the Belarussian Academy of Sciences (Minsk), Institute of Applied Physical Problems of the Belarussian State University (Minsk), Astronomical Observatory (Belgrade), Institute of Physics (Zemun) and Faculty of Physics (Belgrade). On 2 February 1996 an agreement on collaboration has been signed between the Astronomical Observatory of the Belarussian State University in Minsk and the Belgrade Astronomical Observatory.

We hope that the present Conference will in time become traditional, offering a suitable opportunity for exchanging ideas, for friendship and fruitful cooperation.

Milan S. Dimitrijević

КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЕ КОМПРЕССИОННЫЕ ПЛАЗМЕННЫЕ ПОТОКИ

С.И.АНАНИН¹, В.М.АСТАШИНСКИЙ¹, Л.Я.МИНЬКО¹,
А.И.МОРОЗОВ², В.И.ТЕРЕШИН³, В.В.ЧЕБОТАРЕВ³

¹*Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси,
проспект Ф.Скарыны, 70, Минск, 220072 Беларусь*

²*РНИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия*

³*НИЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина*

Одной из важнейших научных и практических задач физики плазмы является разработка методов получения и способов управления параметрами компрессионных (сжатых собственным азимутальным магнитным полем) квазистационарных плазменных потоков (ККПП). Интерес к компрессионным потокам, получаемым в квазистационарных плазменных ускорителях, связан с возможным их применением в решении задач управляемого термоядерного синтеза (инжекция плазмы в различного рода ловушки, проблема первой стенки термоядерного реактора и т.д.), в плазменной технологии, например, для обработки поверхностей крупногабаритных деталей, а также для создания высокоинтенсивных источников излучения, в том числе в коротковолновой области спектра.

Широкие возможности для продвижения в область более высоких параметров плазмы, получаемой в ускорителях, открывает принципиально новая плазмодинамическая система - двухступенчатый квазистационарный сильноточный плазменный ускоритель (КСПУ) (Морозов, 1990; Ананин и др., 1990; Гаркуша и др., 1992). В КСПУ, работающем в режиме ионного токопереноса, осуществляется ионно-дрейфовое ускорение замагниченной плазмы, что, по существу, является новым направлением в плазмодинамике.

Комплексные теоретические и экспериментальные исследования физических процессов в таком ускорителе с применением высокоскоростных фотографических, интерферометрических и спектроскопических ме-

тодов, а также зондовых методов определения электрических и магнитных полей позволили установить основные закономерности в физических процессах, определяющих режимы работы ускорителя и параметры ККПП. Указанные исследования подтвердили реализуемость физических принципов, положенных в основу КСПУ и позволили впервые получить в плазменных ускорителях расчетное квазирадиальное распределение тока в основном ускорительном канале в течение квазистационарной стадии разряда. Были развиты представления об определяющей роли обменных процессов в приповерхностных областях анодного и катодного трансформеров при ионно-дрейфовом ускорении замагниченной плазмы. Эти представления позволяют объяснять и прогнозировать характер распределения тока, а следовательно, и параметры плазменного потока для всего класса ускорителей с собственным азимутальным магнитным полем.

Реализован компрессионный режим работы КСПУ, при котором за срезом внутреннего трансформера формируется квазистационарный компрессионный плазменный поток (длиной ~ 50 см и диаметром в области максимального сжатия 3 см) с характерными при работе на водороде скоростью $\sim (2 - 4) \cdot 10^7$ см/с, плотностью электронов $\sim 5 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ и средней направленной энергией ионов 0,5 - 1 кэВ (Astashinsky et al., 1993; Волков и др., 1994). Обсуждается возможность продвижения в такого рода плазодинамических системах в еще неизученную область параметров плазмы с временем жизни $\sim 10^{-3}$ с, полным энерго-содержанием ~ 100 МДж, эффективным ионным током ~ 10 МА, направленной энергией частиц ~ 10 кэВ.

Список литературы

- Ананин С.И., Асташинский В.М., Баканович Г.И. и др.: 1990, *Физика плазмы*, 1990, **16**, 186.
- Astashinsky V.M., Kostyukevich E.A., Man'kovsky A.A., Min'ko L.Ya.: 1993, *Contributed Papers of 21 ICPIG, Vol.1*, 137, Bochum.
- Волков Я.Ф., Гаркуша И.Е., Казаков О.Е. и др.: 1994, *Физика плазмы*, **20**, 77
- Гаркуша И.Е., Морозов А.И., Соляков Д.Г., Терешин В.И., Чеботарев В.В.: 1992, *Физика плазмы*, **18**, 1385.
- Морозов А.И.: *Физика плазмы*. 1990, **16**, 131.

САМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД В ИНЕРТНЫХ ГАЗАХ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

В.И. Архипенко

*Институт молекулярной и атомной физики АНБ, пр. Скорины 70,
220072 Минск, Беларусь*

Abstract. The review of works, which have been carried out under the direction of the academician of Academy of Sciences of Belarus L.I. Kiselevskii, is presented. In that works the independent glow discharges in inert gases at atmospheric pressure and electrical parameters close to the low pressure glow discharges and arcs at atmospheric pressure have been investigated.

Большое число технологических устройств, в которых используется слабоионизованная плазма (источники света, лазеры, ускорители и др.) стимулирует разработку новых способов получения плазмы и исследование ее свойств. Особый интерес представляют разряды при атмосферном давлении, что позволяет существенно повысить мощность разрядных устройств. Однако и здесь исследователей поджидают такие процессы и явления, которые приводят к ограничению вкладываемой мощности.

В основном, исследования, проведенные Л.И. Киселевским и его сотрудниками посвящены самостоятельному тлеющему разряду при атмосферном давлении в потоке гелия при напряжении на электродах 100–400 В и токах разряда 0,5–5 А.

Уже само существование такого разряда в таких условиях являлось интересным объектом для исследования, поскольку, предполагало наличие эффективного дополнительного источника заряженных частиц.

При изучении физических свойств дуговых и искровых разрядов в атмосфере гелия (Киселевский и др., 1968) для целей повышения абсолютной чувствительности спектрального анализа были получены данные, которые позволили зафиксировать переход дугового разряда в тлеющий при давлении 1 атмосфера, напряжениях на электродах до 300 В и токах больше 1 А.

Hsu Yun Fan (1939), Bruce (1948), Suits (1939) наблюдали подобные разряды и исследовали их электрические характеристики в зависимости от материала электродов, что

определялось в первую очередь уровнем экспериментальной техники и теории.

Систематические исследования, проведенные Л.И. Киселевским и сотрудниками (Киселевский и др., 1972, 1978, 1979, 1983, 1986, 1990, 1991, Соловьянчик, 1993) позволили не только получать стабильные тлеющие разряды и воспроизводимые результаты, но и изучить кинетику процессов, пространственное распределение параметров неравновесной плазмы, интенсивности линий, концентрацию заряженных частиц, величину турбулентного электрического поля в катодной области. Все эти исследования потребовали разработки новых методов диагностики плазмы, создания автоматизированных систем регистрации спектров, методов и алгоритмов обработки информации.

Изучение физики самостоятельного тлеющего разряда при атмосферном давлении представляет интерес и для изучения физических процессов в высокоточных дугах, которые используются в плазменных технологиях (Архипенко и др., 1995). Тлеющие разряды атмосферного давления и дуговые разряды в газовых средах при атмосферном давлении при отсутствии электродных паров имеют большую общность физических процессов.

ЛИТЕРАТУРА

- Архипенко, В.И. и др.: 1995, ТВТ, 33, 134.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1968, Журн. аналит. химии, 23, 829.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1972, ЖПС, 16, 969.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1978, ДАН БССР, 22, 1086.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1979, ЖТФ, 49, 1230.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1983, Письма в ЖТФ, 9, 1401.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1986, ЖПС, 45, 494.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1990, ЖПС, 53, 26.
 Киселевский, Л.И. и др.: 1991, ЖПС, 54, 682.
 Соловьянчик, Д.А.: 1993, ЖПС, 59, 340.
 Bruce, C.E.: 1948, R. Nature, 161, 521.
 Hsu Yun Fan: 1939, Phys. Rev., 55, 769.
 Suits, C.G.: 1939, J. Appl. Phys., 10, 648.

LONG-TERM VARIATIONS OF SOLAR SPECTRAL LINES

I. VINCE

Astronomical Observatory, Volgina 7, Belgrade, Yugoslavia

E-mail ivince@aob.aob.bg.ac.yu

Abstract. The main objective of this paper is to outline the results on the observations and theoretical interpretations of the long-term variations of solar spectral lines. The discussion is limited to the absorption spectral lines in the visible region of solar spectra.

The observations in the visible region of solar spectra show a variability of spectral lines that lasting for years and decades (long-term variations). This paper will present investigation results of long-term variations of spectral lines.

Kharadse (1935), Derviz et al. (1961), Mitchell (1969) and Zhukova and Mitrofanova (1973) found activity-dependent changes of the widths (W), the central depth (CD), equivalent widths (EW) of some spectral lines in different periods. However, covering a part of these time intervals Krat et al. (1975) did not corroborate these results. Stepanyan and Shcherbakova (1979) extracted 63 spectral lines, out of 1000 observed, showing considerable changes of their CDs, Ws and EWs. Livingston and Holweger (1982) found a secular decrease of equivalent widths with time from the period 1976-1980. On the basis of observations from 1969 till 1979 Kokhan (1987) found that the CD, W and EW change in dependence on the solar activity. Livingston and Wallace (1987) for selected spectral lines observed during the period 1976-1985 found that the EW of the MnI 539.47 nm line shows the greatest variability. Livingston (1992) found that strong metallic lines have little or no cycle variations, while the intermediate strong metallic lines vary about 1%. The CI 538.03 nm line shows a monotonic increase in equivalent width from 1979 to 1992. Babij (1991) found that the scattering of observed central depth of moderately strong spectral lines decrease with an increase of excitation potential, while for weak lines such a dependence is absent. Theoretical works and model calculations of the heat transfer process from the solar interior show that The magnetic field depresses convection that cause change of asymmetry of spectral line profiles (Livingston 1982). Brandt and Solanki (1990) and Immerschitt and Schröter (1989) found that the D decrease, while the W increase with increasing magnetic filling factor. The EW of some lines (mostly strong or temperature insensitive lines) remains unchanged, while decreases for other (weak lines). A similar conclusion has been derived by Cavallini et al. (1986). Besides, the authors pointed out the increasing of the width of both the 630.15 nm and the 630.25 nm spectral lines, especially near the continuum level. This result is in accordance with activity cycle dependence of the line equivalent widths found by Livingston and Holweger (1982).

Calculating the influence of convective motion on the spectral line profiles, Dravins et al. (1981) concluded that the main cause of their asymmetry is a specific distribution of plasma velocities and temperature within the convective cells. A part of the asymmetry in some spectral lines may be caused by interatomic collisions of absorbers and perturbing particles (Vince and Dimitrijević, 1986).

A long-term program of full solar disk observations was initiated in 1986. Routine observations of 31 photospheric spectral lines at Belgrade Astronomical Observatory are in progress since 1987. Significant changes of equivalent width have been found in 8 spectral lines, out of 18, during the years 1987–1992 (Skuljan et al. (1993)). All these equivalent widths reach their maximum values near the time of solar activity maximum. The other Fraunhofer lines do not change its equivalent widths or the changes are not reliably measured now. Theoretical study of these observed spectral lines show significant changes of the EW, W and D of some of these lines as functions of temperature gradient, but negligible dependence of these parameters on variations of the photospheric pressure gradient (Erkapić and Vince (1993a, 1993b)).

On the basis of this briefly reviewed results of various authors it has been seen that the central intensity, half-width, equivalent width and asymmetry of Fraunhofer lines change in dependence on the solar activity. The results of various authors are very different and some of them are even contradictory (e.g., Zhukova and Mitrofanova (1973), and Krat et al. (1975)). Since the question of correlation of spectral line parameters with solar activity has not been finally solved, further studies of variability of Fraunhofer lines can be taken as scientifically interesting.

References

- Babij, B.T. : 1991, *Kinematika i fizika nebesnih tel* **712**, 16.
 Brandt, P.N. and Solanki, S.K. : 1990, *Astron. and Astrophys.* **231**, 221.
 Cavallini, F., Cepatelli, G. and Righini, A. : 1981, *Astron. and Astrophys.* **158**, 275.
 Derviz, T.E., Kuprevich, N.F. and Mitrofanova, I.A. : 1961, *Astron. Astrophys.* **38**, 448.
 Dravins, D., Lindegren, L. and Nordlund, A. : 1981, *Astron. and Astrophys.* **96**, 345.
 Erkapić, S. and Vince, I. : 1993a, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **44**, 29.
 Erkapić, S. and Vince, I. : 1993b, *XVI SPIG*, (ed. M. Milosavljević), p. 369, Belgrade.
 Kharadse, E.K. : 1935, *Zeitshr. Astrophys.* **10**, 339.
 Kokhan, E.K. : 1987, *Izv. GAO Pulkove* **204**, 81.
 Krat, V.A., Kokhan E.K., and Pechinskaya N.T. : 1975, *Izv. GAO Pulkove* **193**, 3.
 Kubičela, A. : 1975, *Publ. Astron. Obs. Belgrade* **20**, 47.
 Livingston, W. : 1992, in *Proceedings of the Workshop on the Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22* (ed. R.F. Donnelly) p. 11.
 Livingston, W. and Holweger, H. : 1982, *Astrophys. J.* **252**, 375.
 Livingston, W. and Wallace, L. : 1987, *Astrophys. J.* **314**, 808.
 Mitchell, W.E. : 1969, *Astrophys. J.* **155**, 709.
 Skuljan, J., Kubičela, A., Vince, I., Arsenijević, J. and Popović, L.Č. : 1993, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **44**, 37.
 Stepanyan, N.N. and Shcherbakova, Z.A. : 1979, *Izv. Krym. Astrophys. Obs.* **59**, 91.
 Vince, I., Kubičela, A. and Arsenijević, J. : 1988, *Bull. Obs. Astron. Belgrade* **139**, 25.
 Vince, I. and Dimitrijević, M. : 1989, in *Solar and Stellar Granulation* (eds. Rutten R.J. and Severino G.), Kluwer Academic Publishers, p. 93-97.
 Zhukova, L.N. and Mitrofanova, L.A. : 1973, *Sol. Dann.* **6**, 65.

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ФАКТОРОВ НА ДИНАМИКУ ЛАЗЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ФАКЕЛОВ МЕТАЛЛОВ

В.К. ГОНЧАРОВ, В.Л. КОНЦЕВОЙ, М.В. ПУЗЫРЕВ

Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко,
Беларусь, Минск, ул. Курчатова, 7

При воздействии лазерного излучения умеренной интенсивности (10^5 - 10^8 Вт/см²) на металлы, продукты эрозии состоят из паров, плазмы и мелкодисперсной жидкокапельной фазы материала мишени, формирующейся за счет механизма объемного парообразования.

Известны различные факторы, которые могут способствовать появлению объемного парообразования: пространственно-временная неоднородность лазерного излучения, растворенные в металле газы, различные примеси и структурные неоднородности. Представляет интерес выявить степень влияния каждого из этих факторов.

В качестве воздействующего излучения использовалось излучение неодимового лазера в различных режимах. Основным методом исследования был метод поперечного зондирования продуктов лазерной эрозии излучением вспомогательного рубинового лазера. В эксперименте одновременно контролировались коэффициенты рассеяния и поглощения зондирующего излучения. Сравнивая отношение поглощенной компоненты зондирующего излучения к рассеянной компоненте, полученное экспериментально, с таким же отношением, рассчитанным по теории Лява-Ми, можно определить диаметры частиц жидкокапельной фазы и их концентрацию.

Съем и обработка информации при проведении экспериментов производилась с помощью автоматизированного многоканального регистратора и ЭВМ.

Для определения степени влияния различных факторов на объемное парообразование производилось воздействие на свинцовые мишени импульса неодимового лазера длительностью 400-450 мкс с различной степенью модуляции по амплитуде.

Мишени изготовлялись путем переплавки свинца: в одном случае в воздухе, в другом - в вакууме, добиваясь при этом существенного уменьшения содержания газов в свинце вакуумной переплавки.

Эксперименты со свинцовыми мишенями проводились при плотности мощности неодимового лазера $6,5 \cdot 10^5$ Вт/см². Диаметр освещаемого на мишени пятна составлял 0,9 см. В таких условиях эксперимента удается разделить в пространстве и во времени частицы жидкокапельной фазы, образующиеся из-за объемного парообразования и за счет гидродинамического механизма.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что для реальных металлов формирование эрозионного факела с мелкодисперсной жидкокапельной фазой материала мишени за счет объемного парообразования облегчается, прежде всего, за счет газов, растворенных в металле, и пространственно-временной неоднородности лазерного излучения. Действие этих двух факторов соизмеримо. Следующим фактором является наличие в металле различных включений и искусственных центров. При отсутствии этих трех факторов процессу объемного парообразования способствуют структурные неоднородности. И, наконец, при отсутствии всех этих факторов образование жидкокапельной фазы хотя и затруднено, однако также реализуется при увеличении плотности мощности. Это может быть как из-за неустойчивости фронта испарения, так и за счет взрыва метастабильной жидкости.

Показано, что формирование мелкодисперсной жидкокапельной фазы материала мишени за счет объемного парообразования - явление всеобщее. Отличие у разных металлов наблюдается только количественное.

В описанных экспериментах контроль всех параметров осуществлялся на одном расстоянии от поверхности мишени (1,5 мм). Для выявления изменений параметров жидкокапельной фазы в процессе движения вдоль эрозионного факела было проведено зондирование на различных расстояниях вплоть до 0,1 мм от поверхности мишени при одинаковых условиях воздействия.

Экспериментально показано, что существуют такие условия воздействия, при которых концентрация частиц мелкодисперсной жидкокапельной фазы, поступающих в эрозионный факел с поверхности мишени за счет объемного парообразования, увеличивается при удалении от поверхности мишени. При этом диаметры частиц уменьшаются - происходит их дробление вследствие перегрева. С другой стороны, частицы в процессе движения доиспаряются, за счет чего уменьшаются как их размеры, так и концентрация. Вследствие конкуренции процессов дробления и испарения частиц на некотором расстоянии от поверхности мишени наблюдается максимум концентрации частиц. Расстояние, на котором это происходит, зависит от материала мишени и от плотности воздействующего излучения.

В связи с тем, что в экспериментах удалось приблизиться к поверхности мишени на расстояние 0,1 мм, появилась возможность провести исследования по началу появления в продуктах лазерной эрозии частиц жидкокапельной фазы, формирующихся за счет объемного парообразования. Для этого желательно иметь максимальную чувствительность измерительной аппаратуры при измерении концентрации частиц. В данном случае минимально регистрируемая концентрация была 10^8 см^{-3} .

Эксперименты показали, что для каждого металла существуют такие условия лазерного воздействия, когда через некоторое время после начала облучения продукты разрушения состоят из светящихся паров прозрачных для излучения. Через некоторое время после формирования из этих паров эрозионного факела в него начинают поступать мелкие жидкие капли материала мишени за счет объемного парообразования. В конце импульса в факел поступают более крупные частицы со значительно меньшей концентрацией за счет гидродинамического механизма. Плотность мощности воздействующего излучения неодимового лазера, при которой это происходит, является характерной для каждого металла.

Опираясь на проведенные эксперименты процесс формирования лазерного эрозионного факела, образующегося при воздействии на металлы лазерного излучения умеренной интенсивности, можно представить следующим образом. При малых плотностях мощности происходит только нагрев мишени. При увеличении плотности мощности происходит плавление металла в зоне облучения. При дальнейшем увеличении плотности мощности воздействующего излучения происходит испарение расплавленного металла и в это время начинается формирование эрозионного факела, который первоначально состоит из прозрачных паров и плазмы. При последующем увеличении плотности мощности воздействующего излучения появляется объемное парообразование, за счет которого в эрозионный факел начинает поступать мелкодисперсная жидкокапельная фаза, первоначально с существенной задержкой, а затем при увеличении интенсивности облучения задержка уменьшается и становится минимальной. Жидкие капли, сформированные за счет объемного парообразования, двигаясь навстречу лазерному лучу, поглощают и рассеивают последний. Вблизи поверхности мишени вследствие перегрева частицы дробятся и доиспаряются. Доиспаряясь они создают вокруг себя более плотную плазменную среду, чем при адиабатическом разлете прозрачных паров. Более плотная среда при достижении некоторой плотности мощности воздействующего излучения приводит к резкому, лавинообразному увеличению коэффициента поглощения в плазме и параметры плазмы (концентрация заряженных частиц и температура) резко возрастают. Таким образом происходит плазменная вспышка (плазменный пробой) в эрозионном лазерном факеле, инициируемая доиспаряющимися частицами жидкокапельной фазы материала мишени.

Таким образом, первоначально эрозионный факел практически прозрачен для излучения, затем, когда в эрозионном факеле формируется мелкодисперсная жидкокапельная фаза материала мишени, начинают наблюдаться заметные потери излучения в продуктах лазерной эрозии. Ответственным за эти потери является поглощение и рассеяние на жидких каплях. После "вспышки поглощения" основные потери излучения определяются механизмами поглощения в плазме.

HOW CRITICALLY SELECT THEORETICAL STARK BROADENING DATA NEEDED FOR THE INVESTIGATION OF ASTROPHYSICAL, LABORATORY AND LASER PRODUCED PLASMAS

M. S. DIMITRIJEVIĆ

Astronomical Observatory, Volgina 7, 11050 Belgrade, Yugoslavia

E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu

The interest for a very extensive list of line broadening data is stimulated by laboratory and stellar plasmas investigation and modelling. For users of such data it is of interest to discuss how critically select from the literature, the needed theoretical or experimental data. Such question is of interest as well for the preliminary evaluation of theoretical or experimental values during research.

The most sophisticated theoretical method for the calculation of a Stark broadened line profile is of course the quantum mechanical strong coupling approach. However, due to its complexity and numerical difficulties, only a small number of such calculations exist. In a lot of cases such as e.g. complex spectra, heavy elements or transitions between more excited energy levels, the semiclassical approach remains the most efficient method for Stark broadening calculations. Whenever line broadening data for a large number of lines are required, and the high precision of every particular result is not so important, simple approximative formulae with good average accuracy may be very useful. 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 approximate methods might be very interesting.

It will be discussed here the accuracy of particular methods, as well as the variations of accuracy within the same method. E.g. for resonance line the accuracy of the semiclassical method is usually lower due to the importance of short range effects. Also, the width data are more reliable than the shift data, since shift calculations are more sensitive to the small variations of various parameters. The reason is because shifts are smaller than widths and produced in average by more distant collisions. The shift data are more reliable when they have value similar to the corresponding width value, than when they are smaller than widths.

The knowledge on regularities and systematic trends of line broadening parameters can be used very effectively for the critical evaluation and selection of needed data, as well as for quick estimates e.g. during experiment. When reliable data do not exist, such investigations may be of help for quick acquisition of new data as well, especially when high accuracy of each particular value is not needed.

The broadening of a line depends on both the dynamics of the individual emitter-perturber collisions and on the collective effect of all the perturbers interacting with the emitter. The relative importance of these factors depends on whether the perturber density is low or high. Line broadening depends also on the particle properties and consideration of the structure of emitting (or absorbing atom) indicates that similarities should exist for lines within a multiplet or supermultiplet. Widths also depend on perturber properties such as polarisability and should have a regular behaviour along spectral series, for corresponding transitions in homologous emitters, and for isoelectronic sequences.

Regularities and systemic trends for the widths of isolated non-hydrogenic spectral lines in plasmas have been studied recently in a number of papers. The aim of such studies is to find out if regularities and systematic trends can be used to predict line widths and to critically evaluate experimental data.

Finally, it will be discussed as well how critically select reliable experimental data.

**СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИМЕНИТЕЛЬНО
К ДИАГНОСТИКЕ ЛАБОРАТОРНОЙ ПЛАЗМЫ**

М. С. ДИМИТРИЕВИЧ¹, Л. Я. МИНЬКО²

¹*Астрономическая обсерватория, Волгино, 7, Белград, 11050 Югославия*

²*Институт молекулярной и атомной физики Академии наук Беларуси,
пр.-т Ф. Скорины, 70, Минск, 220072 Беларусь*

Изложены особенности спектроскопической диагностики импульсной плазмы, связанные с нестационарностью и неоднородностью плазменных потоков. Дано современное состояние расчетно-теоретических методов (Димитриевич, 1996) и экспериментальных способов (Минько и др., 1995; Пурич, 1996) диагностики плазмы по уширению спектральных линий. На основании большого фактического материала и сравнения с результатами, полученными независимыми способами (по сплошному излучению, интерферометрическими и голографическими), сделан анализ эффективности и информативности применения способов диагностики с использованием уширения спектральных линий для различных лабораторных электроразрядных и лазерных источников плазменных потоков заданного состава и контролируемых параметров.

Литература

Димитриевич, М. С.: 1996, *ЖПС* (в печати)

Минько, Л. Я., Авраменко, В. Б., Баканович, Г. И., Чумаков, А. Н.: 1995,

Publ. Obs. Astron. Belgrade N50, 51

Пурич, Я.: 1996, *ЖПС* (в печати)

INFLUENCE OF WEAK D.C. MAGNETIC FIELD ON THE H_{β} LINE EMITTED FROM T-TUBE PLASMA

S. DJUROVIĆ, Z. MIJATOVIĆ, M. PAVLOV, R. KOBILAROV and B. T. VUJIČIĆ
Institute of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia

The influence of a magnetic field on the emission of the Balmer H_{β} line in a T-tube was investigated.

Magnetic field are always present in astrophysical and fusion plasmas. The magnitude of the fields in these plasmas ranges from a few tents of a Tesla up to a few million Tesla in certain astrophysical plasmas. In general, investigations of the influence of the magnetic field on hydrogen line emissions from the plasma deal with Zeeman effect in laboratory as well as in astrophysical plasmas or the so called $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ shift in neutral beams in tokamak plasmas.

Here we present experimental results of the influence of magnetic fields on the emission of the hydrogen H_{β} line. The plasma source was a small electromagnetically driven T-tube. Applied magnetic fields were 0.5 T and 2.1 T. The experiments were performed in the electron density range of $(2.3 - 7.8) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ and in electron temperature range of (19400 - 34500) K. We have detected a small red-shifts of the H_{β} line emitted parallel to the magnetic field lines in comparison to the same line emitted without magnetic field. The measured shifts are small, in the range from 0.05 nm to 0.3 nm. In some cases, the shift lies within the estimated error limits. The measurements were performed several times and the shifts were always detected and noticeable.

In order to indentify possible effects which could influence the line profile we checked the effect of a frozen magnetic field in the plasma and contribution of the Zeeman effect. Calculations of the magnetic line diffusion length show that the magnetic field was always present in the plasma during the measurements. The contribution of Zeeman effect was negligible in comparison to the Stark effect due to rather weak applied magnetic field. The plasmas was moved along the T-tube axis with velocity perpendicular to the magnetic field lines. The magnetic Lorentz force caused deflection of charged particles, electron and ions. The separation of charged particles caused an additional anisotropic electric field perpendicular to \mathbf{v} and \mathbf{B} . This field could be responsible for additional red shift of H_{β} line.

SPECTROSCOPIC STUDIES OF AN ANALYTICAL GLOW DISCHARGE

N. KONJEVIĆ, M. M. KURAICA and I. R. VIDENOVIĆ

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

Here we present the results of the spectroscopic diagnostics of the plane cathode Grimm-type glow discharge. In the first part, results of the plasma diagnostics of negative glow region will be discussed in details.

Special attention is devoted to the study of the influence of working gas and cathode material on the shape of hydrogen Balmer lines. It is shown that the lower part of these lines, emitted by the discharge in hydrogen and in the Ne-H₂ and He-H₂ mixtures, are appreciably broadened. Analysis of these profiles indicates that scattering and excitation of hydrogen on the sputtered cathode material and working gas in the vicinity of the cathode play an important role in the line shape formation.

For the measurements of the electric fields in a cathode fall region, Stark spectroscopy of the hydrogen Balmer lines is employed. The consistency in results obtained from H β and H γ recordings in pure hydrogen discharge is found. Some difficulties in applying Stark spectroscopy for the diagnostics of spatially inhomogeneous electric field inherent to Grimm glow discharge will be discussed in details. The experimental results are used to test theoretical predictions of the electrical field distribution in the cathode fall region. Reasonable agreement between theories and experiment is reported.

Doppler spectroscopy of the same Balmer lines is used to determine the energies of the excited hydrogen atoms in the discharge. In the cathode fall region of pure hydrogen discharge, two groups of excited atoms are detected: "slow", in the range from 3.4 eV to 8.2 eV and "fast", ranging between 80 eV and 190 eV. Relative concentrations of "slow" and "fast" excited hydrogen atoms in the cathode fall region are determined. In addition, relative concentration of hydrogen atoms with temperatures around 0.1 eV, excited in the plasma of negative glow region, is determined as well. The origin of "slow" and "fast" hydrogen atoms is related to the presence of H⁺ and H₃⁺ ions respectively. In the cathode fall region of argon-hydrogen mixture discharge, excited hydrogen neutrals with energies between 32 eV and 43 eV are detected only. Their origin is related to the dominant role of H₃⁺ ion in this discharge. For both gases, in the negative glow region, an increase of the excited hydrogen atoms temperature is detected, and explained by the additional excitation of energetic neutrals in collisions with electrons.

The axial intensity distributions of hydrogen Balmer lines show, in comparison with other atomic and ionic lines, different shapes with maximum in the vicinity of the cathode surface. These shapes are explained by excitation of reflected high energy neutral atoms in collisions with matrix gas.

STATISTICAL PROPERTIES OF THE BACKGROUND
NOISE FOR THE ATMOSPHERIC WINDOWS IN
THE INTERMEDIATE INFRARED REGION

O. P. KUZNECHIK

Observatory BSU, Fr. Skariny av. 4, 220050 Minsk, Belarussia

Abstract. The statistical properties of the clear sky noise for three atmospheric windows in the infrared spectral region 1.8 - 5.2 μm were analysed. The modified statistical model for the background noise was derived.

1. INTRODUCTION

The background noise consists of the spatial radiance fluctuations of the radiative scattering, reflection, or emission due to the bodies other than targets sought by the systems. The statistical theory of the background noise has been developed by the authors (Jones, 1955; Free, 1959; Robinson, 1959; Aroyan, 1959; Jamieson, 1961; Eldering, 1961; Takagi et al., 1968; Kuznechik et al., 1972), analogous to the theory of the noise applied to the communication system. Then it has been pointed out by the authors (Takagi et al., 1968; Kuznechik et al., 1972) that statistical model of the background noise might be regarded as a random set of two - dimensional pulses whose amplitudes and widths obey the Gaussian and Poisson's distribution rule, respectively. Later the unified statistical model for the background noise including the whole intermediate infrared spectral region was derived (Itakura et al., 1974; Kuznechik, 1979, 1982). Its validity was confirmed with some experimental results. We propose to modify the calculation scheme by including structural function as a intermediate element. It gives the possibilites: to improve the accuracy of the calculations, to make the model more realistic and to expand the class of background noises, which may be described by this model.

2. THEORY

We assume that the background noise process may be a random set of the two - dimensional pulse whose amplitude and width obey the Gaussian and Poisson's statistics, respectively, as follows;

$$P(L) = (2\pi\sigma^2)^{-0.5} \exp[-(L - \bar{L})^2 (2\sigma^2)^{-1}], \quad (1)$$

$$P(r) = \alpha \exp(-\alpha r), \quad (2)$$

where L is the radiance of the certain point on $x - y$ plane, \bar{L} is the mean value of L , σ^2 is the variance of L , r is the interval length between two adjacent points on $x - y$ plane, α is the average invers pulse width.

If the random processes L and r are independent of each other, then the two - dimensional structural function, and the two - dimensional autocorrelation function can be expressed as

$$D(\Delta) = \langle [L(x+\xi, y+\eta) - L(x, y)]^2 \rangle, \quad (3)$$

$$R(\Delta) = \sigma^2 - 0.5 D(\Delta), \quad (4)$$

$$R(\Delta) = \bar{L}^2 P(\Delta) + \bar{L}^2 [1 - P(\Delta)] = \sigma^2 \exp(-\alpha \Delta) + \bar{L}^2, \quad (5)$$

where ξ is the interval length between two adjacent points on x coordinate, η is the interval length between two adjacent points on y coordinate, $P(\Delta)$ is the probability that two adjacent points on $x - y$ plane, whose interval length is Δ , belong into the same pulse.

It follows from (2) $P(\Delta)$ is given by

$$P(\Delta) = \int_0^{\infty} (1 - \Delta \cdot r^{-1}) P(r) dr = \exp(-\alpha \Delta). \quad (6)$$

Taking Fourier transform of $R(\Delta)$, the two-dimensional Wiener spectral density function $W(w_x, w_y)$ is obtained, as follows;

$$W(w_x, w_y) = 2\pi\alpha\sigma^2 (\alpha^2 + w_x^2 + w_y^2)^{-1.5}, \quad (7)$$

provided that $\bar{L} = 0$, and w_x, w_y are the x and y components of the spatial frequency, respectively.

In practice, the measurement of the background noise is made with the scanning radiometer, so that we can only obtain the one-dimensional Wiener spectrum of the spatial frequency associated with the scanned spatial coordinate. The one-dimensional Wiener spectral density function is given by

$$W(w) = 4\alpha\sigma^2 (\alpha^2 + w^2)^{-1}. \quad (8)$$

It should be remarked that the characteristic of the Wiener spectrum $W(w)$, which is inversely proportional to the spatial frequency squared, depends on the average inverse pulse width.

References

- Jones, R. C.: 1955, *J. Opt. Soc. Am.* 45, 799.
 Free, L. J.: 1959, *J. Opt. Soc. Am.* 49, 1007.
 Robinson, D. Z.: 1959, *Proc. IRE*, 47, 1554.
 Aroyan, G. F.: 1959, *Proc. IRE*, 47, 1561.
 Jamieson, J. A.: 1961, *Infrared Phys.* 1, 133.
 Eldering, H. G.: 1961, *J. Opt. Soc. Am.* 51, 1424.
 Takagi, T. and Tsutsumi, S.: 1968, *J. IECE Jap.* 51 - c, 51.
 Kuznechik, O. P. and Afanasjev, G. K.: 1972, "Scattering Light in Earth Atmosphere", Nauka, Alma - Ata, 258 - 262.
 Itakura, Y., Tsutsumi, S. and Tacagi, T.: 1974, *Infrared Phys.* 14, 17.
 Kuznechik, O. P.: 1979, "V All - Union Symposium on Propagation Lazer Radiation in Atmosphere", Thesis, Part 1, Tomsk, 243 - 247.
 Kuznechik, O. P.: 1982, "II All - Union Conference on Propagation Lazer Radiation in Dispersion Medium", Thesis, Part 1, Obninsk, 112 - 115.

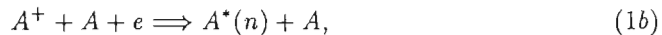
A - A^{*}(n) IONIZATION AND A - A⁺ - e RECOMBINATION PROCESSES IN STELLAR ATMOSPHERES

A. A. MIHAJLOV^{1,2} and M. S. DIMITRIJEVIĆ²

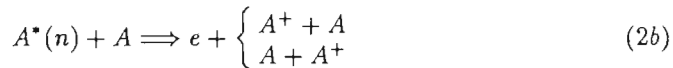
¹*Institute of Physics, Pregrevica 118, 11080 Zemun, Serbia, Yugoslavia*

²*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11050 Belgrade, Serbia, Yugoslavia*

A semiclassical method for the determination of rate coefficients for recombination during electron scattering on symmetrical molecular ions, and on collisional quasi-molecular ion-atom complexes ($A^+ + A + e$)



as well as for $A^*(n) + A$ ionization



has been investigated and applied recently for various laboratory and astrophysical plasmas (Mihajlov and Ljepojević 1982, Mihajlov et al. 1992, 1996ab). Here e is a free electron, A_2^+ the molecular ion in the ground electronic state and A and A^+ are atom and ion in the ground state. The method has been applied to hydrogen and helium plasmas for conditions of solar atmosphere and atmospheres of helium rich DB white dwarfs.

It was shown that the considered processes may have an important or even a dominant role in comparison with other relevant recombination and ionization processes in relatively low-ionized hydrogen and helium plasmas, and particularly in weakly-ionized helium plasmas of DB white dwarf atmospheres.

References

- Mihajlov A.A., Dimitrijević M.S. and Djurić, Z. : 1996a, *Physica Scripta* **53**, 159.
 Mihajlov A.A., Djurić, Z. and Dimitrijević M.S. : 1996b, *J.Q.S.R.T.* **55**, 141.
 Mihajlov, A.A. and Ljepojević, N.N. : 1982, Proc. Symp. on Physics of Ionized Gases (Dubrovnik, 1982), (Zagreb : Institute of Physics of the University of Zagreb), Contributed papers, p. 385.
 Mihajlov, A.A., Ljepojević, N.N. and Dimitrijević, M.S. : 1992, *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **25**, 5121.

ОТ ОПТИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ ЯДЕРНЫХ ВЗРЫВОВ К ОПТИКЕ И
СПЕКТРОСКОПИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ И
РАДИАЦИОННОЙ ПЛАЗМОДИНАМИКЕ

Л. Я. МИНЬКО

*Институт молекулярной и атомной физики Академии наук Беларуси,
пр.-т Ф. Скорины, 70, Минск, 220072 Беларусь*

Представление о оптических свойствах ядерного взрыва как "взрывной" низкотемпературной плазмы были сформированы М. А. Ельяшевичем совместно с А.С.Компанейцем и Ю. П. Райзером в 1955-1956 гг. в отчете "Огненный шар атомного взрыва". На основании высокоскоростных фотографических исследований были установлены следующие стадии образования и развития огненного шара: начальной вспышки, первой фазы свечения, когда поверхность свечения шара совпадает с фронтом ударной волны, минимума свечения вследствие поглощения образовавшихся окислов азота, второй фазы, когда после отрыва ударной волны, светится горячий воздух. Вот как об этом пишет сам Михаил Александрович: "Огненный шар представляет собой низкотемпературную плазму, оптические свойства которой требовали изучения, чем потом я и занялся в Минске... В Институте физики и математики АН БССР, в котором я стал работать с 1956 г., я сначала заведовал организованной мной лабораторией радиоспектроскопии, но очень скоро серьезно занялся оптикой и спектроскопией низкотемпературной плазмы, как продолжением моих работ по световому излучению ядерных взрывов".

В эти годы наряду с широким размахом в Советском Союзе работ по физике высокотемпературной плазмы в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза, исследования по которой были начаты в начале 50-х годов по инициативе И. В. Курчатова, большое внимание уделяется исследованиям по физике низкотемпературной плазмы в связи с запросами новой техники: разработкой и созданием плазменных

двигателей, входом космических аппаратов и баллистических целей в плотные слои атмосферы, созданием и применением лазеров в плазмодинамических исследованиях.

В конце 50-х - начале 60-х годов под руководством и непосредственным участием академика АНБ М. А. Ельяшевича в Институте физики АНБ были развернуты систематические исследования в области высокотемпературной оптики, в основном посвященные спектроскопии низкотемпературной плазмы и разработке оптико-спектроскопических способов ее диагностики.

Результаты исследований не заставили себя ждать. Уже в 1965 году на международном симпозиуме по свойствам и применению низкотемпературной плазмы при XX Международном конгрессе по теоретической химии (г. Москва, 1965 г.) были доложены результаты по разработке и применению спектроскопических методов для диагностики низкотемпературной плазмы (Ельяшевич и др., 1965 г.). Доклад был посвящен методам определения концентрации заряженных частиц по измерениям уширения спектральных линий, обусловленного квадратичным эффектом Штарка, по измерениям интенсивностей запрещенных, а также автоионизационных спектральных линий.

Основные результаты первого периода (до 1969 года) деятельности лаборатории высокотемпературной оптики, созданной академиком АНБ М. А. Ельяшевичем в 1961 г. (Федоров, 1968). На основании физических и газодинамических исследований дуговых и сильноточных импульсных разрядов получены высокостабильные осесимметричные плазменные образования в интервале давлений от 0,01 до 1000 атм и температур от 3000 до 100000 К. Впервые экспериментально определены спектральные коэффициенты поглощения высоконагретого воздуха при температурах, недостижимых на современных газодинамических ударных трубах (до 14000 К) (Л.И.Киселевский, В.Д.Шиманович и др.). Исследования электрических разрядов в газовых потоках позволили разработать

металлов и газов (Л.И.Киселевский, Д.И.Гранькова). Изучено уширение спектральных линий при квадратичном эффекте Штарка. Разработаны конкретные способы определения концентрации заряженных частиц. Проведен расчет постоянных Штарка для ряда спектральных линий атомов лития, натрия, калия, цезия, бария, меди, магния, алюминия и углерода. Измерены концентрации заряженных частиц в условиях дуговых разрядов и плазменной струи импульсного генератора (М.А.Ельяшевич, Л.И.Гречихин, Л.Я.Минько, Г.И.Баканович, Е.С.Тюнина, Д.К.Скутов). Обнаружено, что при воздействии лазерного излучения на поглощающие материалы образуется плазменная струя, которая истекает со сверхзвуковой скоростью. Установлена полная аналогия как процессов разрушения вещества при воздействии мощных потоков лазерного излучения, так и механизма образования и истечения сверхзвуковых плазменных струй в обоих случаях. Струйное истечение имеет дискретный характер, это значит плазменная струя состоит из отдельных струек (Л.Я.Минько, Л.И.Гречихин, Г.И.Баканович).

В последующие годы (Киселевский, 1979) в лаборатории неравновесных процессов выполнены исследования плазмодинамических процессов и распространения сверхзвуковых плазменных струй в различных ускорительных устройствах. Развита оптические методы исследования таких струй. Рассмотрены закономерности взаимодействия мощных потоков лазерного излучения как с отдельно созданной плазмой, так и с собственной эрозионной плазмой, образующейся при воздействии лазерного излучения на твердые мишени. Выполнены систематические исследования оптических и газодинамических свойств эрозионной лазерной плазмы и ее влияния на прохождение индуцирующей плазму лазерного излучения с плотностью потока световой энергии до 10^9 Вт/см².

Естественным развитием наших исследований по физике низкотемпературной плазмы в середине 70-х годов явилось новое научное направление - радиационная плазмодинамика (РПД), зародившаяся

вначале как лазерная плазмодинамика и трансформировавшаяся впоследствии в радиационную лазерную плазмодинамику и динамику компрессионных квазистационарных плазменных потоков.

Радиационная плазмодинамика исследует динамику плазменных потоков, когда существенную роль в их энергетике играют радиационные процессы. Основные этапы исследований по РПД: динамика лазерных плазмодинамических процессов - лазерная плазмодинамика; динамика компрессионных плазменных потоков, генерируемых одноступенчатыми коаксиальными плазменными ускорителями; динамика лазерных радиационно-плазмодинамических процессов - радиационная лазерная плазмодинамика; лазерное взаимодействие со сложными плазменными образованиями; динамика формирования, структура и свойства крупномасштабных компрессионных плазменных потоков; динамика и свойства низкороговых приповерхностных оптических разрядов.

В настоящее время тематика наших исследований входит, можно сказать, разделом в РПД: радиационная плазмодинамика импульсных источников плазменных потоков на основе оптических и электрических разрядов.

Литература

- Ельяшевич, М.А., Гречихин, Л.И., Киселевский, Л.И.: 1965. Доклад "Применение спектроскопических методов для диагностики низкотемпературной плазмы", Москва.
- Киселевский, Л.И.: 1979. "Физика плазмы". Изд. "Наука и техника", Минск, 243.
- Федоров, Ф.И.: 1968, "Даследаванні па фізіцы у Акадэміі навук БССР". Выд. "Навука і тэхніка", Мінск, 353.

CRATER MORPHOLOGY INDUCED BY DIFFERENT ENERGETIC BEAMS

T. M. Nenadović

Institute of Nuclear Sciences "Vinča", P. O. Box 522, 11001 Belgrade, Yugoslavia

Changes induced on solid surfaces and in solids during interactions of energetic beams depend on beam characteristic and target properties. Such interactions result in modification of material properties such as: surface sputtering/erosion, morphological changes and degradation of thermomechanical properties of bombarded solids. Synergetic erosion of materials exposed to the impact of complex interaction - different beam species, broad energy and angular distribution - differs from these obtained by well defined beams.

Interest in macroparticle beam induced modification of solids was stimulated by space research. Collisions of dust particles, micrometeoroid, aerosol and electromagnetic radiations on space vehicles materials result in radiation damage of constructing materials. Fast dissipation energy on vehicle materials causes sputtering/erosion microcrater formations, free ion emission from the bombarded surfaces and as a consequence the degradation of material properties. Empirical knowledge has been collected but mechanism involved in the processes have not been completely explained.

The goal of our experiments was to obtain the information on the mechanism of erosion with different energetic beams. The energy deposited by different beams than ions can be compared with energy deposited by very high energy of the ion beam.

Target morphology, crater diameter and depth of damage have been determined by SEM analysis and by profiling the depth of the erosion using a profilometer. We have found that with impact velocities in the hyper velocity region - more than a few km/s - sputtering of target takes place with crater formation. For irregular microparticles the crater was detected for velocities above 0,5 km/s, while for low velocities reflection of particles was observed. For lower particle beam the erosion of the bombarded surface proceeds in two steps: formation of damage by some fraction of the energy as heat in certain region of the surface and by the expansion of material outside that region as a result of the flow. The results of the laser beam damage experiment are compared with results obtained by plasma particle interaction with the spacecraft.

Crater simulation experiments have not only contributed to the interpretation of crater morphologies; extrapolations from laboratory data may allow empirical calibration approach. It seems that by analyzing the similarities in behavior of the spacecraft material damage and behavior of the target during interaction with well defined beams - taking care on discrepancies resulting from different beam characteristics and surface conditions - some useful information for the analysis of the mechanism of vehicle material degradation can be obtained.

FROM ELECTRON MOLECULE SCATTERING CROSS SECTIONS TO PLASMA APPLICATIONS : PHYSICS OF NON-EQUILIBRIUM LOW-PRESSURE DISCHARGES

Z. Lj. PETROVIĆ

Institute of Physics, University of Belgrade, POB 57, 11001 Belgrade, Yugoslavia

The purpose of this review is to summarize the activities of the Gaseous Electronics Laboratory of the Institute of Physics, University of Belgrade. The common component in all the projects carried out by the Laboratory is that discharges are not in thermodynamic or local thermodynamic equilibrium. In fact quite commonly even the equilibrium between energy gained from the field and lost in collisions is not achieved. Such physical situation allows applications of gas discharges including determination of the scattering cross sections and specially tailored plasma chemical processes. In addition some very interesting kinetic phenomena occur such as negative differential conductivity, negative differential resistance of low current discharges and non-linear transition from Townsend discharge to glow.

The specific characteristics of particle swarms is that the mean energy can be adjusted by external electric field and thus it can be used to scan across the set of collisional cross sections. The transport coefficients are normally sensitive functions of the absolute magnitude of the cross sections. In order to obtain unique sets of cross sections it is required to provide experimental transport data including the drift velocities, characteristic energies, excitation and ionization coefficients in as broad range of electric field to gas number density parameter (E/N) as possible. The conditions for swarm type measurements can be achieved in non-selfsustained discharges and in the low-current Townsend type (dark) discharges.

Our studies include measurements of excitation coefficients in nitrogen, argon, hydrogen, methane, neon and in different mixtures of gases, as well as measurements of other coefficients in collaboration with several laboratories around the world. The cross sections for low energy electron scattering for hydrogen, deuterium, argon and some other gases have been determined as well.

Apart from the well established numerical techniques used to obtain the solution to the Boltzmann equation, approximate but analytical or semi-analytical theories are useful in providing physical insight into the phenomena such as negative differential conductivity, applicability of Blanc's law, influence of reactive collisions on transport coefficients and many other. Due to importance of rf discharges it is also necessary to develop techniques for studying the electron transport in rf fields under swarm conditions. A number of unusual processes develop that cannot be predicted on the basis of dc transport, including the anomalous anisotropic diffusion, relaxation, modulation of transport coefficients and time dependent negative differential conductivity.

A special situation occurs at low pressures, below the Paschen minimum. Electrons never reach equilibrium and thus their mean energy, EDF and all the transport properties become position (and pd) dependent. Under the same circumstances the heavy particles gain enough energy to participate in excitation and even ionization, sometimes even a couple of orders of magnitude more efficiently than electrons.

In order to study theoretically the processes at high E/N reliable experimental data are required. Thus we measure spatial distribution of absolute emission intensity, multiplication, electron and ion EDF and other observables for the actual experimental conditions. General knowledge is extracted from those data when we apply theoretical analysis either simple beam-like models or Monte Carlo simulations specially tailored to suit the experimental conditions.

For Townsend discharge conditions, the voltage versus current characteristic is usually assumed to be flat. It turns out however that even at very low currents some small perturbation to the field due to the background of slowly moving ions exists which leads to negative differential resistance (NDR). Due to negative $V-I$ characteristics oscillations may occur for low current discharges. At somewhat higher currents a transition to constricted glow discharge occurs, which is one of the first studied self-organizational processes in physics.

Spatially resolved and space-time resolved spectroscopy of rf and dc discharges provides a good non-intrusive diagnostics that allows us to study the mechanisms that maintain the discharge. In case of rf discharges in electronegative gases most of the ionization occurs due to the development of double layers. Models of rf discharges require time-consuming non-local electron kinetics to be followed over a large number of periods together with complex ion and chemical kinetics. Yet a very good qualitative and quantitative agreement has been achieved for most systems. The most recent challenge is the study of inductively coupled non-equilibrium discharges.

The effect of anomalously broadened Doppler profiles of $H\alpha$ radiation produced in dissociative excitation of hydrogen-bearing molecules was unexplained for a long time. We have established that the broadest wings of the profiles observed mainly along the axis of the electric field are due to excitation by fast neutrals produced in charge transfer collisions and by reflection from the cathode.

Non-equilibrium discharges allow us to tailor the plasma chemical processes according to the requirements for plasma etching, diamond-like thin film deposition, plasma cleaning and conditioning of surfaces, nitrous oxide removal from flue gases, plasma sterilization, ozone production, freon removal and many other applications. All the above-mentioned applications were studied in our laboratory.

МЕТОДЫ ЛАЗЕРНО- И СТОЛКНОВИТЕЛЬНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ

Н.В.ТАРАСЕНКО

Институт молекулярной и атомной физики АН Б, 220072, Минск, Беларусь

В настоящем докладе излагаются результаты применения методов лазерно- и столкновительно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ-СИФ) для исследования физико-химических процессов в лазерно-абляционной плазме, а также плазме послесвечения импульсного газового разряда. Основное внимание уделено определению абсолютных концентраций частиц, их пространственно-временных и энергетических распределений. Рассмотрены также возможности методов ЛИФ-СИФ для выяснения механизмов химических реакций и исследования столкновительных процессов.

Проанализированы проблемы количественной интерпретации флуоресцентных измерений плотности атомов и молекул в нестационарной неравновесной плазме. Обсуждается возможность учета столкновительной дезактивации возбужденных состояний молекул в рамках упрощенной четырехуровневой модели.

Показано различие механизмов лазерного распыления алюминия под действием излучения эксимерного XeCl ($\lambda=308\text{nm}$) и АИГ:Nd³⁺ ($\lambda=1064\text{nm}$) лазеров.

Исследовано влияние условий облучения мишени (диаметра пятна фокусировки и плотности потока излучения) на процесс рекомбинации ионов в распадающейся лазерной плазме титана (Бураков и др., 1992). Плазма создавалась при воздействии излучения АИГ:Nd³⁺-лазера (1,06 мкм, $10^9\text{-}10^{10}$ Вт/см², 10нс) на поверхность титановой мишени в воздухе при нормальном давлении. Зарегистрированный диапазон концентраций атомов титана составляет $2 \cdot 10^{13}$ - $1.1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, ионов - $2.5 \cdot 10^{12}$ - $4.5 \cdot 10^{13}$

см^{-3} . Обсуждаются механизмы формирования пространственно-временной структуры потоков атомов и ионов.

Каналы протекания реакции окисления атомов титана в лазерной плазме раскрыты на основе исследования пространственно-временных и энергетических распределений реагентов и молекулярного продукта реакции (TiO). Установлена область пространственной локализации и временной диапазон эффективного протекания реакции окисления (Бураков и др., 1994). Для выявления вклада метастабильных атомов титана изучено временное изменение распределения атомов по возбужденным состояниям и характер изменения при этом спектра хемилюминесценции молекул TiO.

Явление столкновительной дезактивации оптически возбужденных атомов использовано для определения сечений столкновительных процессов. На основе измерений отношения сигналов СИФ и ЛИФ развит метод определения плотности электронов в газоразрядной плазме. Его достоинства определяются возможностью проведения локальных, разрешенных во времени измерений плотности электронов в диапазоне 10^{10} - 10^{12} см^{-3} . В качестве примера обсуждаются результаты применения метода для диагностики плазмы послесвечения импульсного разряда в неоне.

Выполненные эксперименты демонстрируют значительные диагностические возможности методов ЛИФ-СИФ для изучения процессов, определяющих динамику образования, развития и распада плазмы на основе измерений пространственно-временных распределений, определения абсолютных значений концентраций атомов, ионов и продуктов их физико-химических превращений.

Бураков В.С., Тарасенко Н.В., Чепцова Н.А.: 1992, ЖПС 56, 837.

Бураков В.С., Савастенко Н.А., Тарасенко Н.В.,: 1994, Хим. физика 13, 18.

ПЕРЕНОС ЛИНЕЙЧАТОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНЫХ СЛОЯХ ПЛАЗМЫ

В.И.ТОЛКАЧ

Институт Тепло и Массообмена, Минск, Беларусь

Задача плазмодинамики включает решение системы уравнений гидродинамики, переноса излучения, а также зарядовой и урвневой кинетики. В общем случае эта задача чрезвычайно сложная и ее, обычно, упрощают. Традиционным стал подход: независимое решение уравнений кинетики и дальнейшее использование термодинамических и оптических свойств плазмы при решении совместной системы уравнений гидродинамики и переноса излучения. Большинство работ выполнено именно по этой схеме. В ряде случаев такой подход наталкивается на серьезные трудности.

В первую очередь это проблема выбора частотных точек для уравнения переноса. Число частотных точек обычно весьма ограничено, поэтому спектр осредняется в спектральные группы. Такая процедура удовлетворительно описывает перенос излучения в континууме, но совершенно не пригодна для резонансных линий. Осреднение коэффициентов поглощения и испускания в группе большей, чем характерная ширина линии приводит к завышению излучения, если оптическая толщина в центре линии $\tau \gg 1$.

Второй проблемой является учет реабсорбции в линиях и влияние излучения на кинетические характеристики плазмы. В приближении раздельного решения уравнений кинетики и переноса излучения эта проблема вообще не может быть решена, так как кинетические характеристики в этом случае зависят только от локальных параметров T и ρ (или T и P).

Для решения этих проблем мы решили отказаться от общепринятой схемы: кинетика + гидродинамика-перенос и перейти к схеме кинетика-перенос + гидродинамика-перенос. Суть первой части этой схемы в том, что уравнения кинетики решаются одновременно с уравнениями переноса излучения на заданом газодинамическом профиле T и ρ . При этом не создаются обширные таблицы, а используются кинетические характеристики в конкретных термодинамических точках профиля. Кроме того, такой подход позволяет более объективно выбрать шкалу частот для уравнения переноса излучения. Эта процедура выполняется в 4 этапа:

1. Расчет оптических свойств вдоль заданного профиля T, ρ на регулярной шкале с большим числом частотных точек. Выбор наиболее сильных линий по интенсивности излучения.

2. Расчет индивидуальных частотных шкал для этих линий и построение общей шкалы. Пересчет оптических свойств на новой шкале.

3. Расчет оптических толщин линий вдоль всего профиля T, ρ .

4. Огрубление детальной шкалы и создание компактной с малым числом групп. При этом в широкие группы осредняются участки спектра с $\tau \ll 1$ и $\tau \gg 1$, а участки спектра с $\tau \approx 1$ остаются максимально детализированными. Такая процедура позволяет адекватно передать перенос излучения в линиях.

Для тестирования этого метода проводился расчет переноса излучения в плазме углерода на реальном спектре. Расчет проводился на детальной

шкале из 2000 точек и оптимизированной из 230 точек. Результаты практически совпадают.

Вторая проблема - влияние поля излучения на кинетические характеристики плазмы. Это наиболее сложная часть задачи. Нужно отметить, что эта проблема достаточно широко изучалась в литературе, однако чаще всего на модельных спектрах. Переход от модельных спектров к реальным порождает новые проблемы. В числе их можно назвать такие:

1. Прогнозирование ситуаций, в которых действительно реабсорбция влияет на кинетические характеристики плазмы.
2. Выбор объектов (отдельные линии или фоторекомбинационные скачки), для которых необходимо учитывать излучение в кинетике.
3. Проблемы сходимости итераций.

Автором был разработан эффективный метод решения этой задачи. В процессе решения задачи выбираются участки профиля и перечень линий, для которых учитывается реабсорбция, причем с ростом числа итераций этот перечень может меняться. Критерием выбора является соотношение скоростей электронного и радиационного возбуждения, а также роль данной линии в общем балансе переноса.

Расчет уравнений кинетики совместно с уравнениями переноса излучения проводился для углеродной плазмы с характерным профилем от 2 до 40 эВ. Расчет показал, что учет реабсорбции важен для плазменных объектов с большими градиентами температур и плотностей и для ионов, представленных в широком диапазоне температур. Прежде всего это относится к резонансным линиям гелиоподобного иона $C5\ 1s^2 - 1s2p^1P$ и $1s^2 - 1s3p^1P$. Излучение из областей плазмы с температурой $T \approx 40$ эВ пришедшее в область 10-15 эВ дает значительно большую скорость возбуждения, чем электронная. Соответственно населенность уровней $2p$ и $3p$ значительно превосходят больцмановские величины. В некоторых ионах важны не только резонансные переходы. Так например, в литиеподобном ионе помимо переходов $2s-2p$ и $2s-3p$ необходимо учитывать переход $2p-3d$. В бериллиеподобном ионе кроме перехода $2s^{21}S - 2s2p^1P$ необходимо учитывать $2s2p^3P - 2p^23P$ и $2s2p^3P - 2s2p^3D$.

Вычисленные таким методом оптические свойства являются не только функцией T, ρ , но и всего поля излучения. Оптические свойства, вычисленные по схеме кинетика-перенос поступают в гидродинамический блок программ. Здесь самостоятельно решается задача: гидродинамика-перенос. Поскольку перенос излучения влияет на гидродинамические характеристики, то профиль T, ρ может несколько измениться. При этом также изменится картина переноса излучения, но влияние переноса на кинетику уже в основном учтено. Впрочем, эта задача может решаться итерационно.

Следует отметить, что совместное решение уравнений кинетики и переноса излучения представляет очень трудоемкую задачу, поэтому автором была создана модель кинетики с одномерным переносом, в то же время эти результаты можно использовать и для двумерной задачи гидродинамика-перенос.

Данная модель разрабатывалась для решения задач диверторной плазмы в токамаке в рамках международной программы ITER.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНО-ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И В ВАКУУМЕ

А.Н.ЧУМАКОВ

Институт молекулярной и атомной физики Академии наук Беларуси
Проспект Ф.Скорины 70, 220072 Минск, Беларусь

Лазерная плазма может служить удобным источником высокоинтенсивного излучения в широкой области спектра благодаря эффективной конверсии монохроматического лазерного излучения в широкополосное излучение лазерной плазмы. Потребности в локальных источниках высокоинтенсивного излучения и в контроле лазерных технологических процессов стимулируют исследования излучательных характеристик приповерхностной лазерной плазмы в различных областях спектра от коротковолновой до инфракрасной.

Настоящая работа посвящена исследованиям свойств и излучательных характеристик лазерных плазменных образований в спектральной области 0,3–10 мкм вблизи ряда мишеней в воздухе, азоте, аргоне и в вакууме при плотностях мощности воздействующего лазерного излучения (1,06 и 0,53 мкм) вплоть до 12 ГВт/см². При высокочастотном импульсно-периодическом лазерном воздействии (1,06 мкм) на поглощающие конденсированные среды обнаружен режим эффективного эрозионного плазмообразования, который реализуется как при атмосферном, так и при пониженном на порядок давлении воздуха в определенном диапазоне параметров лазерных импульсов ($q > 0,2$ ГВт/см²; $f > 5$ кГц) и сопровождается повышением эффективности возбуждения давления на поверхности мишени, усилением эрозионного плазмообразования и сменой плазмообразующей среды. Показано, что воздушная плазма, образованная первым лазерным импульсом, обладает специфической пространственной структурой, обусловленной инициированием радиационной, либо светодетонационной лазерных волн поглощения, и в дальнейшем при воздействии последующих лазерных импульсов почти

полностью вытесняется эрозионной плазмой. При этом в плазменном факеле образуются устойчивые вихревые структуры, препятствующие смешиванию эрозионной и воздушной плазмы в течение интервала между лазерными импульсами. В таких условиях реализуется специфический режим взаимодействия, когда светодетонационные волны поглощения лазерного излучения формируются и распространяются не только в воздухе, но и в эрозионной плазме. Обсуждаются возможности использования обнаруженного режима лазерного воздействия в лазерных технологиях обработки материалов и лазерном спектральном анализе.

Предложен и реализован способ управления частотным ИАГ-лазером, обеспечивающий программирование его работы и стабилизацию параметров лазерных импульсов с помощью специального устройства. На основе этого исследованы свойства, структура и излучательные характеристики лазерных плазменных образований (ЛПО) вблизи ряда мишеней (Al, In, Cd, Si) при атмосферном давлении окружающего мишень газа (воздух, азот, аргон) и в вакууме в спектральной области 0,3-10 мкм при плотностях мощности воздействующего лазерного излучения от 0,1 до 4 ГВт/см²(0,53 мкм) и от 0,1 до 12 ГВт/см²(1,06 мкм). Выявлена квазилинейная зависимость энергетической силы излучения ЛПО от плотности мощности лазерного излучения, измерены индикатрисы, а также энергетическая сила излучения плазмы и ее распределение в спектральном интервале 0,3-10 мкм. Выяснено, что индикатрисы энергетической силы излучения ЛПО имеют вытянутую форму, зависящую от материала мишени, рода и давления атмосферного газа, длительности лазерного импульса, длины волны и ширины спектрального интервала регистрируемого излучения, причем с ростом интенсивности воздействующего лазерного излучения форма индикатрис приближается к круговой. Выявлен нетепловой характер распределения спектральной плотности излучения ЛПО в области 0,3 - 10 мкм и его связь с родом атмосферного газа. Определены условия многократного повышения эффективности конверсии лазерного излучения в ИК-излучение приповерхностной лазерной плазмы кадмиевой мишени. Обсуждаются возможности создания эффективного локального лазерно-плазменного источника излучения с высокой яркостью в ИК-области спектра.

ФОРМИРОВАНИЕ ГАЗОВОЙ ПОЛОСТИ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ МЕТАЛЛОВ В ЖИДКОСТИ

В.А.АГЕЕВ, А.Ф.БОХОНОВ, В.В.ЖУКОВСКИЙ,
А.А.ЯНКОВСКИЙ

*Институт молекулярной и атомной физики АН Б,
220072, г. Минск, пр. Скорины, 70, Беларусь*

Аннотация. В работе представлены результаты экспериментальных исследований разрушения металлов в воде под действием лазерного излучения (ЛИ), выяснено влияние энергии продуктов абляции металлов на параметры газовой полости в воде.

В отличие от большинства работ, посвященных изучению светового пробоя в жидкости (Bunkin N.F. and Bunkin E.V., 1993), в настоящем докладе изучены процессы, протекающие под действием световых потоков на границе раздела твердого тела и жидкости и рассмотрено их влияние на параметры образующейся газовой полости.

Эксперименты выполнены с лазером на неодимовом стекле с энергией E_T в импульсах от 0,5 до 1,5 Дж и длительностью $\tau_m = 150 - 900$ мкс и на рубине ($E_T = 1 - 5$ Дж, $\tau_m = 500$ мкс). Исследуемые образцы помещались в прямоугольную кювету из стекла. Для регистрации давления использовался пьезоэлектрический датчик.

При фокусировке ЛИ на поверхность образца, расположенного в воде, образуется лунка, глубина h которой составляет несколько микрон (см. Таблицу), что примерно на два порядка меньше, чем в воздухе. При этом масса m продуктов эрозии линейно зависит от констант испарения. Образование лунки в металле связано с тем, что при импульсном

локальном нагреве образца теплоотвод внутрь металла значительно превышает теплоотдачу в окружающую среду. Диаметр d пятна поражения металлов в жидкости всегда несколько (примерно в 1,5 - 2 раза) больше, чем при световой эрозии в воздухе.

Таблица. Величины световой эрозии металлов в воде при плотности мощности ЛИ $1,2 \cdot 10^7$ Вт/см².

Элемент	m , мкг	d , мкм	h , мкм	$Qm \cdot 10^3$
Медь	0,9	290	1,4	8,0
Магний	1,1	325	7,8	8,1
Цинк	3,5	390	4,2	8,2
Алюминий	0,6	470	1,3	8,3
Олово	2,6	490	1,9	8,4
Свинец	7,0	570	2,4	8,2
Молибден	0,9	265	1,6	7,7
Вольфрам	1,3	250	1,4	8,1
Никель	0,9	300	1,4	7,8
Тантал	1,5	280	1,5	8,1

Установлено (Таблица), что $m[c(T_k - T_0) + H_{пл} + H_{исп}] = Qm \cong \cong const$ и составляет 0,008 Дж (c , T_k , $H_{пл}$, $H_{исп}$ - соответственно теплоемкость, температура кипения, скрытая теплота плавления и испарения металла). Следовательно, энергия продуктов эрозии в газовой полости, образующейся в зоне воздействия ЛИ на поверхность различных металлов, является практически постоянной величиной. Она определяет развитие газовой полости, поскольку является потенциальной энергией E_p , запасаемой при расширении полости до максимального размера. Можно ожидать, что этот размер в условиях эксперимента не должен

зависеть от облучаемого материала, так как максимальный радиус полости r определяется выражением (Наугольных К.А. и Рой Н.А., 1971): $r = (3 E_{\text{л}}/4\pi P_0)^{1/3}$ (где P_0 - гидростатическое давление). Отсюда, при $P_0 = 9,8 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$ и $E_{\text{л}} = 0,008 \text{ Дж}$ получим: $r = 0,27 \text{ см}$. Из фоторегистрограмм теневых картин, полученных с помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М, следует, что диаметр газового пузырька в воде составляет 0,55 - 0,58 см, что удовлетворительно согласуется с расчетным значением.

Большая скорость выделения энергии в зоне воздействия ЛИ на поверхность металла сопровождается значительным локальным повышением давления и излучением ударной волны. По эпюрам давления установлена взаимосвязь между величиной давления и периодом пульсаций парогазовой полости. Эти характеристики, в свою очередь, связаны с максимальным размером газовой полости и величиной энергии, выделившейся в точке воздействия ЛИ (точке "взрыва").

Импульс давления формирует в жидкости серию волн сжатия, соответствующих как моменту начала образования газовой полости, так и последующим ее пульсациям с периодом, равным примерно 750 мкс. Первая волна сжатия характеризуется ударным нарастанием давления, а последующие импульсы имеют, как правило, более плавное нарастание давления. При прохождении волны сжатия через слой жидкости отмечается уменьшение амплитуды импульса. Период пульсаций τ газовой полости оценивался также на основании формулы (Наугольных К.А. и Рой Н.А., 1971): $\tau = 1,14\rho^{1/2}E^{1/3}P^{-5/6}$ (ρ - плотность материала мишени, P - скачок давления на фронте ударной волны, $E = 0,008 \text{ Дж}$ - энергия, выделившаяся при взрыве) и составил 750 мкс.

На рис. приведены результаты обработки осциллограмм давления при расположении датчика на различном расстоянии от точки воздействия ЛИ на металл. Здесь же приведены величины давления, рассчитанные по приближенной формуле (Иоффе А.И. и др., 1970):

$$\frac{P}{A} = \frac{8}{25} \frac{n}{n+1} \left\{ 0,611 \left[\left(1 + 0,16 \frac{nA}{E} r_{\phi}^3 \right)^{5/8} - 1 \right] \right\}^{-1},$$

где r_{ϕ} - радиус ударной волны, $A = 3000$ атм, $n = 7$ (для воды).

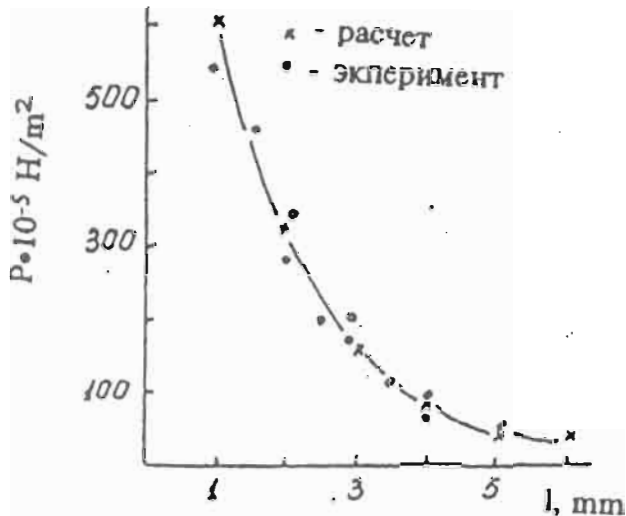


Рис. Зависимость величины давления P на фронте ударной волны от расстояния l до точки воздействия ЛИ ($1,2 \cdot 10^7$ Вт/см²) на алюминий.

Удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных значений основных параметров газовой полости свидетельствует о том, что они определяются полной энергией испарения вещества, удаленного из зоны воздействия ЛИ на металлы в жидкости, а динамика кавитационной полости может рассматриваться на основе представлений физики точечного взрыва.

Литература

- Bunkin N.F. and Bunkin E.V.: 1993. *Laser Phys.* v.3, №1, P.63.
 Наугольных К.А. и Рой Н.А.: 1971. *Электрические разряды в воде*. М., 155.
 Иоффе А.И., Мельников Н.А., Наугольных К.А. и Упадышев В.А.: 1970. *ПМТФ*. №3, С.125.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАГРЕВА НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА В АТМОСФЕРЕ N_2 И СМЕСЯХ N_2 С ГЕЛИЕМ

В.В.Ажаронок, И.И.Филатова, В.Д.Шиманович, Л.Н.Орлов*,
Я.И.Некрашевич*

Институт молекулярной и атомной физики АНБ

**Институт физики АНБ*

220072, Минск, пр.Ф.Скарины, 70, Беларусь

E-mail: imafbel%bas05.basnet.minsk.by@demos.su

Abstract. The gas temperature fields of N_2 and N_2+He plasma of HF-discharge at a low pressure was investigated by the methods of emission spectroscopy. The gas temperature evolution was studied depending on chemical composition and pressure of working mixture. Main channels of heating of plasma's neutral component was determined.

1. ВВЕДЕНИЕ.

Плазма высокочастотного емкостного разряда является перспективной рабочей средой CO_2 и CO -лазеров, устройств ионно-плазменной модификации поверхности материалов, плазмохимического синтеза новых типов веществ и соединений. Эффективность аккумулирования энергии электрического поля в электронных, колебательных и вращательных степенях свободы частиц генерируемой ВЧ-плазмы, а также скорость протекающих в ней плазмохимических реакций во многом зависят от потерь подводимой к разряду электрической мощности на нагрев нейтральной компоненты плазмы. Исследования процессов диссипации в тепло вкладываемой в ВЧ-разряд мощности практически отсутствуют (Райзер и др., 1995). Настоящая работа посвящена исследованию полей газовой температуры в межэлектродном промежутке ВЧ-разряда в смесях молекулярных и атомных газов и выяснению наиболее вероятных каналов диссипации подводимой к разряду электрической энергии в тепловую.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследуемый высокочастотный емкостной разряд возбуждался на частоте 81 МГц между двумя изолированными плоскими алюминиевыми электродами прямоугольной формы площадью 20 см^2 , расположенными параллельно друг другу на расстоянии $L=3\text{ мм}$. Одна из пластин электродной системы была заземлена. ВЧ-напряжение подавалось на

незаземленный электрод. В качестве рабочих газов использовались азот, гелий и их смеси при давлениях от 1 до 20 Торр. Регистрация спектров излучения плазмы осуществлялась с помощью дифракционного монохроматора в диапазоне длин волн $\Delta\lambda=250 - 700$ нм с разрешением по спектру $\delta\lambda\sim 0,001$ нм. Пространственное разрешение δL составляло $\sim 0,1$ мм. Температура нейтральной компоненты T_g плазмы определялась по относительным интенсивностям вращательных линий $I_{j',j''}$ в спектрах излучения электронно-колебательных полос молекул азота.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В исследуемом диапазоне $\Delta\lambda$ спектры излучения плазмы разряда в чистом азоте представлены преимущественно полосами второй положительной (2+) и первой (1+) положительной систем N_2 , первой отрицательной (1-) системы N_2 , а также слабоинтенсивными полосами молекул примесей (β - и γ -системы NO, интенсивная система OH с $\lambda = 3064$ Å, β -система VO). В смесях N_2+He наблюдаются также интенсивные линии атомов водорода и гелия. В качестве пирометрических использовались свободные от переналожения с другими излучающими компонентами плазмы полосы секвенций $V' - V'' = 0-3, 0-2$ и $0-1$ 2+ системы N_2 . Линейный характер зависимости измеренных величин $\ln(I/S)_{j',j''}$ ($S_{j',j''}$ - факторы Хенля-Лондона) от энергии вращательных уровней $j'(j'+1)$ в исследуемых молекулярных полосах свидетельствует о больцмановском распределении по уровням j' молекул N_2 в состоянии $C^3\Pi_u$ с вращательной температурой T_{rot} (рис.1).

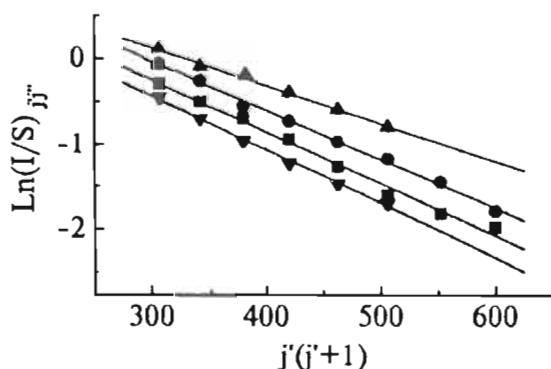


Рис. 1. Зависимость $\ln(I/S)_{j',j''}$ от $j'(j'+1)$ в полосах 2+ системы молекулы N_2 : $T_{rot} = 400$ (▼); 420 (■); 450 (●); 500 К (▲).

Возможность отождествления T_{tot} с T_g следует из соотношения времен жизни (τ_c) возбужденного электронного состояния $C^3\Pi$ молекулы N_2 с учетом его тушения при межмолекулярном взаимодействии и времен вращательной R-T-релаксации (τ_{RT}) N_2 в состоянии $C^3\Pi$: $\tau_c/\tau_{RT} \gg 5$ (Ажаронк и др., 1991). Измеренные распределения температуры $T_g(L)$ в разряде в чистом N_2 при $P=1-20$ Торр и в смеси $N_2:He = 1:10$ ($P=11$ Торр) приведены на рис. 2.

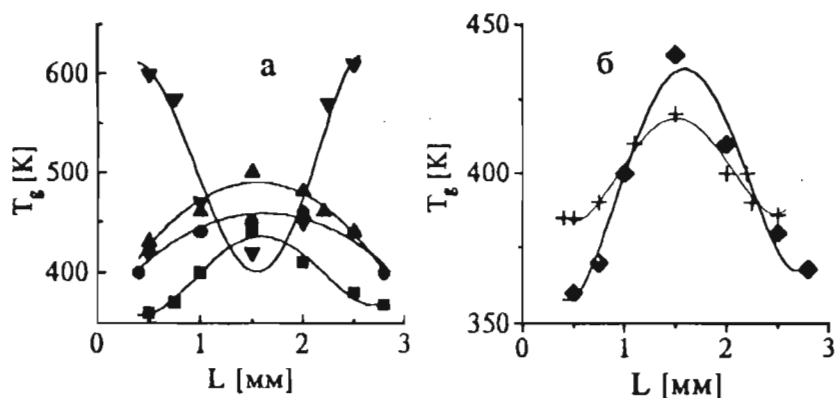
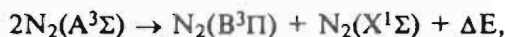


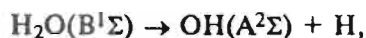
Рис. 2. Распределение температуры T_g вдоль межэлектродного промежутка: а - чистый N_2 , $P = 1$ Торр (■), 5 Торр (●), 10 Торр (▲), 20 Торр (▼); б - смесь $N_2:He=1:10$, $P=11$ Торр (+), 1 Торр (◆-чистый N_2).

В разряде в чистом азоте при $P \leq 10$ Торр максимум температуры наблюдается в центральной зоне $L_{\text{ц}}$ межэлектродного промежутка (рис.2, а). С увеличением давления от 1 до 10 Торр температура в центре РК возрастает от 430 до 500 К. При этом значение T_g вблизи электродов практически не изменяется и не превышает 400 К. Дальнейшее увеличение давления азота в РК до 20 Торр приводит к существенной трансформации распределения $T_g(L)$: в области $L_{\text{ц}}$ температура снижается до ~ 400 К, а максимальные значения $T_g \sim 600$ К наблюдаются в зонах, граничащих с приэлектродными слоями L_3 нескомпенсированного пространственного заряда. При добавлении к азоту гелия распределение $T_g(L)$ и абсолютные значения T_g практически не изменяются (рис.2, б). В исследуемом диапазоне давлений профили $T_g(L)$ и $I(L)$ подобны: наибольшие значения температуры наблюдаются в зонах с максимальной интенсивностью свечения I^{max} . Из расчета баланса энергии электронов в

плазме газового разряда в чистом азоте установлено, что в условиях, подобных реализуемым в исследуемом разряде (приведенная напряженность электрического поля $E/N \sim (5-6) \cdot 10^{16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$), до 50% вкладываемой в разряд электрической энергии W расходуется на возбуждение колебательных уровней молекул N_2 в основном электронном состоянии $X^1\Sigma$ (Lovke и др., 1973). Другая часть энергии W тратится на электронное возбуждение, ионизацию и диссоциацию молекул. Доминирующим среди этих процессов является возбуждение молекул N_2 в состоянии $C^3\Pi$, $V^3\Pi$ и $A^3\Sigma$ (Zhang и др., 1993). Разрушение состояний $V^3\Pi$ и $C^3\Pi$ при давлениях 1-10 Торр осуществляется главным образом путем радиационного распада с излучением светового кванта, а дезактивация метастабилей $A^3\Sigma$ происходит в основном в результате парных столкновений



сопровождающихся выделением в тепло энергии ΔE (Словецкий, 1980). Таким образом, регистрируемое в зонах с Γ^{\max} (примыкающих к приэлектродным слоям L_3) значительное повышение температуры нейтральной компоненты плазмы связано, наряду с дезактивацией колебательных состояний $N_2(X, V'')$, с процессами самотушения молекул N_2 в метастабильном состоянии $A^3\Sigma$. Существенный вклад в нагрев плазмы при наличии в РК примеси молекул H_2O могут дать также процессы образования радикалов гидроксила OH



протекающие через возбужденное электронное состояние $H_2O(V^1\Sigma)$, которое обладает избытком деформационной колебательной энергии, частично выделяющейся в тепло (Очкин и др., 1985).

Литература

- Ажаронк В.В., Антипов Е.С., Скутов Д.К., Филатова И.И., Чубрик Н.И., Шиманович В.Д.: 1991, Теплофизика высоких температур, 29, 401.
 Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Соболев Н.И.: 1985, Труды ФИАН, 157, 6.
 Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.: 1995, "Высокочастотный емкостной разряд", Наука: Физматлит, Москва.
 Словецкий Д.И.: 1980, "Механизмы химических реакций в неравновесной плазме", Наука, Москва.
 Lovke I.I., Phelps A.V.: 1973, J.Appl.Phys., 44, 4664.
 Zhang X.S., Baker H.J., Hall D.R.: 1993, 26, 359.

DYNAMICS OF A PLASMA IN A STRONG OBLIQUE LANGMUIR WAVE FIELD

V.I.Arhipenko, V.A.Pisarev, L.V.Simonchik

*Institute of molecular and atomic physics ASB, Skorina av. 70,
220072 Minsk, Belarus*

Abstract. The dynamics of plasma in resonant area of the strong oblique Langmuir wave is investigated, when the oscillatory electron energy in the wave field much exceeds the ionization energy of argon atoms.

The interest to the laboratory investigations of the strong electromagnetic wave interaction with plasma, when the oscillatory electron energy ϵ_e is higher than the atomic ionization energy E_1 , is connected with a possibility of application of knowledge about processes at such interactions in various branches of physics and engineering. Strong non-equilibrium of plasma at such conditions have an essential influence on the electrodynamics of the discharge and kinetics of the elementary atomic processes (Gil'denburg, 1989; Vikharev, 1991). To know ionization frequency, excitation rate of atoms and ions in strong electromagnetic wave field is important for the practical applications.

In present work the dynamics of the partly ionized and magnetized argon plasma inhomogeneous both radially and axially is investigated at incidence the short (hundreds of nanoseconds) microwave pulses by power of a several kilowatt. The experiments were performed in a linear plasma device "Granite" (Arhipenko *et.al.*, 1981) with the next parameters: intensity of an external magnetic field - 3 kOe, working gas-argon pressure - $p = 10^{-2}$ Torr, scale of the longitudinal plasma inhomogeneity - 5 cm, cross scale - 0.4 cm, electron concentration - $n_e < 10^{11}$ cm⁻³, electron temperature - $T_e = 2$ eV.

An oblique electrostatic wave basically in the form of the fundamental Trivelpiece-Gould mode was excited in plasma by influence of a electromagnetic wave with frequency $f = \omega/(2\pi) = 2,84$ GHz essentially smaller than electron cyclotron frequency, but higher than the ion plasma frequency. The dispersion relation for this wave is $k_{\perp}^2 = [\omega_{pe}^2(r, z) / \omega^2 - 1] k_{\parallel}^2$, where k_{\parallel} and k_{\perp} are the components of the wave vector parallel and transverse to the magnetic field, $\omega_{pe}(r, z) = 4\pi n_e e^2 / m_e$ - electron plasma frequency, n_c - critical concentration. The wave can propagate in a plasma with density higher than the critical value ($n_e(r, z) > n_c$) in

direction of decreasing density to a point of a plasma frequency resonance (focal point) $\omega = \omega_{pe}(r, z)$. Propagating in this fashion the wave slows down and its electric field increases. Both the electron-plasma collision wave absorption and the wave interaction with electrons by Landau damping mechanism occur just in the neighbourhood of the focal point. The calculated amplitude of an electrical field of the fundamental Trivelpiece-Gould mode in focal point is about 100 kV/cm for incident power $P = 10$ kW. Then the oscillatory electron energy will be equal $\epsilon = e^2 E^2 / (2m_e \omega^2) \approx 25$ keV $\gg E_i$, that much exceeds the ionization energy of argon atom $E_i = 15,76$ eV.

To study of processes in plasma before and during wave influence we have used the follow diagnostics: cavity diagnostic allowing to measure the electron plasma density distribution; optical diagnostics giving the information about the change of the intensity of the integral plasma emission in visible spectrum range; registration of a light radiation spectrum in the range of 400 - 500 nm; multigrid analyzer of charged particles allowing to control the distribution function of the electron component; the information about plasma wave processes was taken from the spectral analysis of scattered microwave signals. The registration of signals from all electronic gauges was made using the stroboscope voltage converter. The gathering and the treatment of the experimental information was made under PC IBM control.

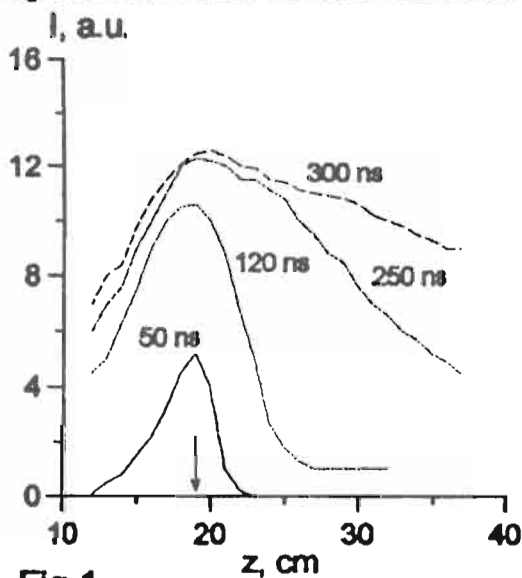


Fig.1

Parameters of microwave pump in experiment: pulse power $P = 10$ kW, pulse duration $t \sim 300$ ns, pulse front duration $t_f \sim 40$ ns, pulses repetition frequency - 300 Hz.

At initial moment ($t < 150$ ns) the longitudinal distribution maximum of the integral plasma emission is located in the area of the critical concentration (arrow in Fig. 1). There is the growth of the emission intensity from the smaller concentration of initial plasma at $t > 150$ ns. The uniform luminous

channel is formed to the pulse end. In a cross direction the plasma emission distribution have the length ~ 1 mm and then extends in 1,5 - 2 times.

There are the low-frequency fluctuations with frequency 10-20 MHz in detected scattered microwave signal from the moment of formation of the luminous channel (150 ns). Then their frequency decreases to the pulse end. At the start-up of pulse the multigrad analyzer registers a quasi-macswell tail of the accelerated electrons with $T_h \sim 500$ eV. At $t > 150$ ns T_h decreases in 2 - 3 times, at the same time the electron concentration has a tendency to the permanent increase during the pulse. The concentration increase is followed after the microwave pulse during the tens microseconds, and then slow plasma decay is observed. It is occur due to slow relaxation of high electron temperature after a microwave pulse.

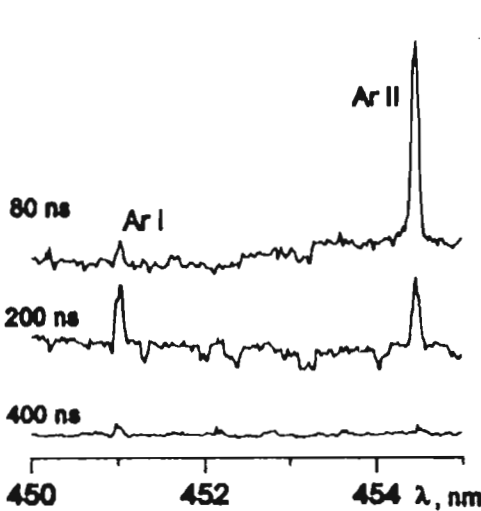


Fig.2

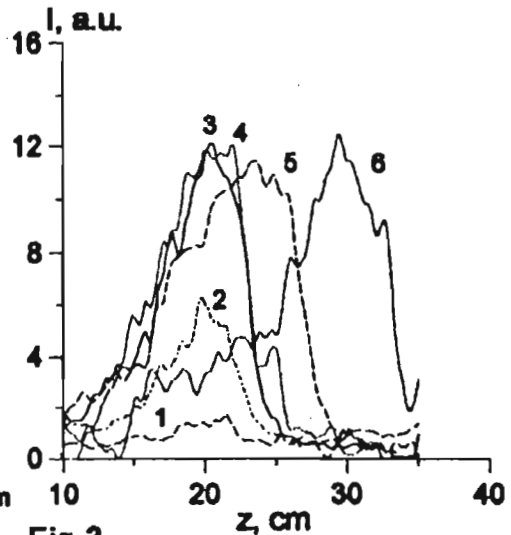


Fig.3

The ion lines are the most intensive at the beginning of a pulse and the spectrum is practically submitted by ArII lines (Fig.2). Perhaps the excitation of ions occur from the basic state of argon atoms after collisions with accelerated electrons. The plasma parameters in focus are changed during a pulse: electron concentration is increased, wave field decreases, that results in reduction of electron energy. Therefore the lines ArII intensity to the pulse end also fall and become weaker than ArI one.

The longitudinal spectral line intensity distribution for ion ArII ($4s^2P - 4p^2P^0$) in various time moment from start

of pulse is presented in Fig. 3 (curve 1 - $t = 70$ ns, 2 - 80 ns, 3 - 100 ns, 4 - 110 ns, 5 - 130 ns, 6 - 180 ns). At $t < 110$ ns, the maximum of intensity is located in the area of focus of initial plasma, similar of integral light distribution. However, in this case distribution curves have an obviously expressed maximum and repeat a theoretical picture of electrical field wave distribution in the area of focus (Arkhipenko et. al., 1987). Since $t > 110$ ns, maximum of distribution begins to displace, that is likely to connect with growth concentration of electrons and, as a consequence, displacement of focus point. Knowing electron concentration distribution in initial plasma n_{e0} and displacement time of a longitudinal intensity distribution maximum τ , it is possible to estimate ionization frequency in plasma: $\nu_i/p \sim \ln(n_e/n_{e0})/\tau \approx 3 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.

The estimation of ionization frequency have been carried out also, basing on change in time of intensity of a spectral line of ion component I. According to the plasma crown model $I \sim n_e$ and for ionization frequency was received the following value: $\nu_i/p \approx 3,5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$, that is close to already received one above from the analysis of focus point displacement.

References

- Arkhipenko, V.I., Budnikov, V.N., Romanchuk, I.A., Simonchik, L.V.: 1981, *Sov. J. Plasma Physics*, 7, 396.
- Arkhipenko, V.I., Budnikov, V.N., Gusakov, E.Z., Romanchuk, I.A., Simonchik, L.V.: 1987, *Sov. J. Plasma Physics*, 13, 693.
- Gil'denburg, V.I., Semenov, V.E.: 1989, *Proc. XIX Int. conf. on Phen. in Ionized Gases*, 1, 306, Belgrade.
- Vikharev, A.L.: 1991, "Strong microwaves in plasmas", Vol. 1, 306, Nizhny Novgorod.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ В КСПУ П-50М

В.М.АСТАШИНСКИЙ, Г.И.БАКАНОВИЧ, Е.А.КОСТЮКЕВИЧ,
А.А.МАНЬКОВСКИЙ, Л.Я.МИНЬКО

*Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси,
проспект Ф.Скарыны, 70, Минск, 220072 Беларусь*

Резюме. Представлены результаты интерферометрических и спектроскопических исследований компрессионных плазменных потоков в двухступенчатом квазистационарном сильноточном плазменном ускорителе (КСПУ) типа П-50М (Ананин и др., 1990), рабочим газом которого является водород.

1. ВВЕДЕНИЕ

Высокие значения параметров плазмы, реализуемые в квазистационарных сильноточных плазменных ускорителях (КСПУ), при относительно небольшой длительности разряда (~ 400 мкс) создают определенные трудности для диагностики таких систем.

Наиболее информативным и в то же время наиболее сложным является интерферометрический метод диагностики. Достоинством метода является возможность получения обширной и достоверной информации без внесения возмущений в исследуемую плазму. Применение интерферометра в сочетании с высокоскоростной съемочной камерой позволяет не только визуализировать процессы, не доступные фотографической регистрации, но и определять с высокой точностью пространственно-временное распределение параметров в исследуемой плазме.

Обсуждая возможности применения спектроскопических методов диагностики в условиях КСПУ, необходимо отметить, что для такого рода систем характерно наличие областей плазмы с существенно различными температурами и плотностями частиц. Температура электронов может составлять ~ 1 эВ в канале и сотни эВ в компрессионном потоке, концентрация электронов при этом также меняется на несколько порядков. Это вызывает определенные трудности в спектроскопической диагностике КСПУ, когда рабочим газом последнего является водород. В таких условиях более удобными в экспериментальном плане оказываются методики определения параметров плазмы с использованием спектральных линий атомов и ионов инертных газов, специально вводимых в качестве примесей в рабочий газ или непосредственно в определенный элемент ускорителя. Параметры уширения для этих линий меньше, а температурный диапазон, в котором они эффективно возбуждаются, шире по сравнению с линиями водорода. Добавка в рабочий газ небольшого количества примесей инертных газов с отличающимися потенциалами ионизации позволяет не только

определить температуру и плотность плазмы, но и визуализировать в объеме КСПУ области с различными значениями параметров.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Концентрация электронов плазменного потока за срезом катодного трансформера КСПУ определялась интерференционным методом с пространственно-временным разрешением с помощью двухзеркального автоколлимационного интерферометра И-200 с полем зрения 200 мм по методике, описанной в (Асташинский и др., 1981). Однако реализация метода вызвала существенные трудности, связанные с большими размерами вакуумной камеры, смотровых окон и зеркал интерферометра. Среди основных проблем отметим такие, как конструктивная совместимость интерферометра и камеры, восприимчивость прибора к вибрациям, влияние оптических неоднородностей смотровых окон камеры на качество интерференционной картины. Благодаря конструктивным особенностям интерферометра перечисленные выше трудности были устранены. Интерферометр (рис.1) состоит из телескопа (4), формирующего параллельный световой пучок диаметром 200 мм, переднего (5) и заднего (6) зеркал, отражающих соответственно опорный и предметный пучки, и светоделителя (7), направляющего их в высокоскоростной регистратор ВФУ (8). Поскольку зеркала интерферометра находятся внутри вакуумной камеры, влияние оптических неоднородностей смотрового окна, через которое вводится зондирующий пучок, на качество интерференционной картины полностью устраняется. Наконец, жесткое крепление зеркал к стенкам камеры обеспечивает надежную виброзащиту прибора. Юстировка зеркал проводится снаружи камеры. Для уменьшения опасности разрушения покрытий зеркал плазмой, находящейся в заанодном пространстве, узлы их крепления помещены в корпуса, образующие карманы глубиной 150 мм.

Типичная интерферограмма плазменного потока, выходящего из КСПУ, представлена на рис. 2. Для симметричных интерферограмм производился абелевский пересчет сдвигов полос, что позволило построить пространственно-временную картину распределения концентрации электронов компрессионного плазменного потока (рис. 3).

Спектроскопические исследования плазменного потока в КСПУ П-50М проводились с помощью спектрографа ИСП-30 в комбинации со спектрохронографом СП-452. Временной интервал, в течение которого регистрировалось излучение, составлял ~ 40 мкс. В качестве рабочего газа КСПУ использовалась смесь водорода с гелием в соотношении 3:1. Концентрация электронов в плазме определялась по уширению линий H_{β} и HeI 587,5 нм, обусловленному линейным и квадратичным эффектом Штарка. Усредненные по лучу зрения плотности электронов, измеренные по уширению линий H_{β} и HeI , составили соответственно $\sim 3,5 \cdot 10^{15}$ и $\sim 3,6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Расхождение результатов измерений n_e , полученных с использованием указанных линий, выходит за пределы ошибок измерений и связано с прост-

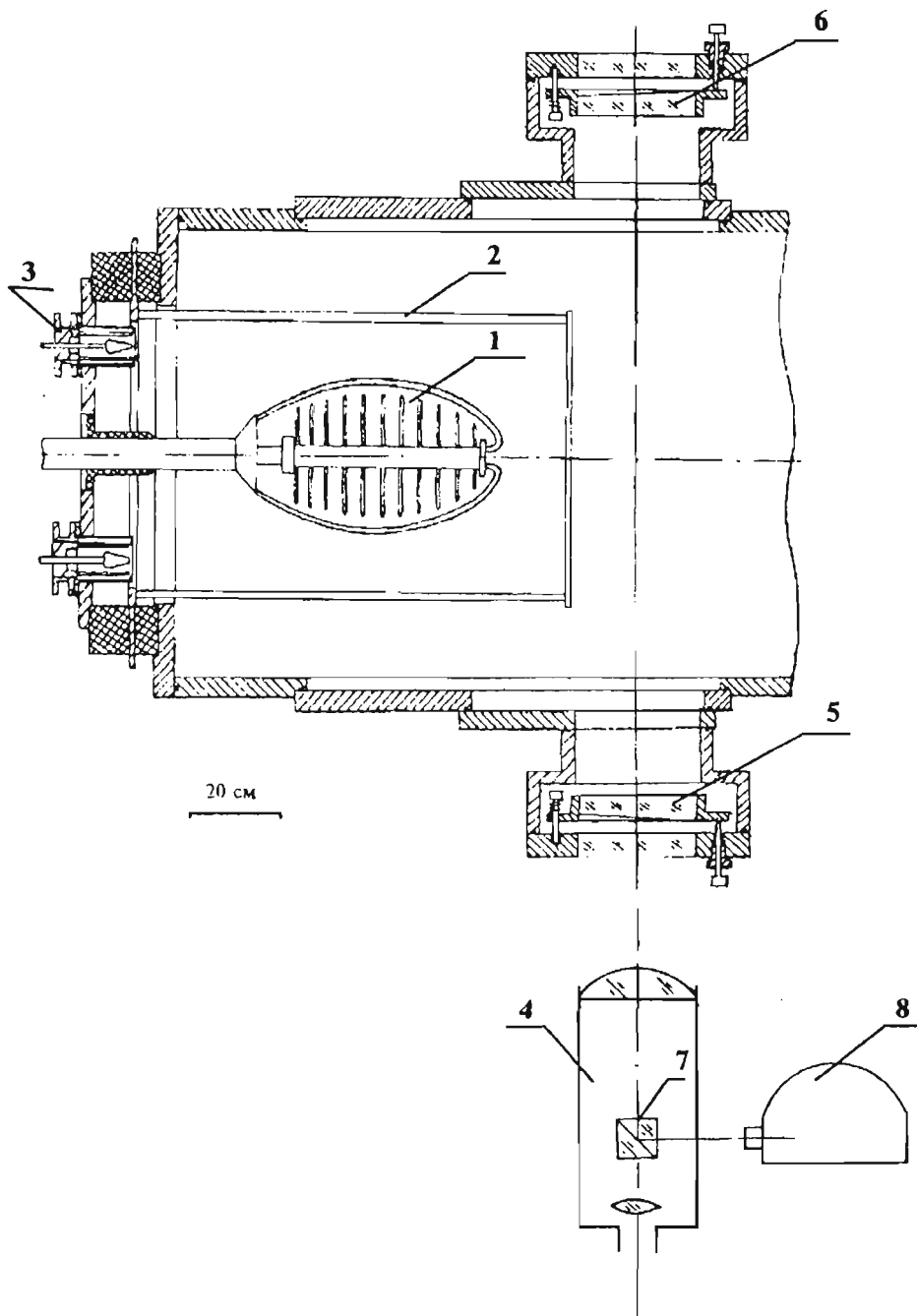


Рис. 1. Схема разрядного устройства КСПУ П-50М совместно с интерферометром И-200: 1,2 - катодный и анодный трансформеры, 3 - ВИК; 4 - 8 - элементы интерферометра



Рис. 2. Типичная интерферограмма компрессионного потока КСПУ.

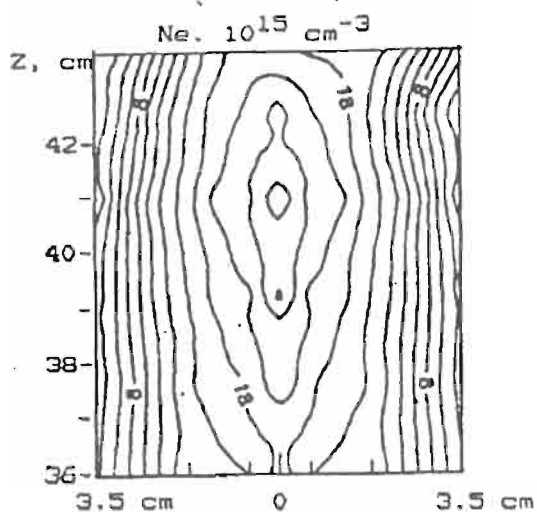


Рис. 3. Распределение N_e в компрессионном потоке для $t = 200$ мкс, $U_0 = 4$ кВ.

ранственной неоднородностью плазменного потока КСПУ. Линии HeI с более высокими (по сравнению с линиями атома водорода) энергиями верхних уровней высвечивают из центральной, более горячей области. Этой области и соответствуют значения плотности электронов, полученные с использованием линий атома гелия.

В заключение отметим хорошее соответствие результатов измерений, полученных интерферометрическим и спектроскопическим методами.

Список литературы

- Ананин С.И., Асташинский В.М., Баканович Г.И. и др.: 1990, *Физика плазмы*, 16, 136.
 Асташинский В.М., Костюкевич Е.А.: 1981, *Физика плазмы*, 7, 523.

ДЫНАМІКА ФАРМАВАННЯ І ТЭРМАДЫНАМІЧНЫЯ ЎЛАСЦІВАСЦІ КАМПРЭСІЙНАЙ ЭРАЗІЙНАЙ ПЛАЗМАВАЙ ПЛЫНІ Ў ПАВЕТРЫ ПРЫ АТМАСФЕРНЫМ ЦІСКУ

В.М.АСТЫШЫНСКІ, А.А.МАНЬКОЎСКІ, Л.Я.МІНЬКО

Інстытут малекулярнай і атамнай фізікі Акадэміі навук Беларусі,

проспект Ф.Скарыны, 70, Мінск, 220072 Беларусь

Рэзюмэ. Прыведзены вынікі даследаванняў упершыню атрыманых ў паветры пры атмасферным ціску кампрэсійных эразійных плазмавых плыняў, склад якіх вызначаецца рэчывам нутранага электроду.

1. УВОДЗІНЫ

Дастаткова вялікая ўвага надаецца даследаванням, скіраваным на атрыманне плазмавых утварэнняў у паветры нармальнага (атмасфернага) ціску, паколькі ў гэтым выпадку існуе свабодны доступ да плазмы.

Найбольшае распаўсюджванне пры даследаваннях плазмы ў газах нармальнага ціску атрымалі стацыянарныя дугавыя плазмавыя крыніцы. Аднак, сістэмы такога кшталту генеруюць плазму з адносна нізкімі значэннямі параметраў, што істотна стрымлівае іхняе ўжыванне ў навуцы і тэхніцы. Атрыманне ж накіраваных плазмавых плыняў у гэтых умовах выклікае вялікія цяжкасці, звязаныя з неабходнасцю дакладнай сіметрызацыі разраду (раўнамерным размеркаваннем разрадлага току па рабочай паверхні кааксіяльных электродаў). У шчыльных газах найменшае парушэнне сіметрыі вядзе да таго, што замест плазмавай плыні фармуецца дугавы разрад, "прымацаваны" да пэўных участкаў

электродаў. У лепшым выпадку атрымліваюць плазмовую плынь з навакольнай суцэльнай плазмавай абалонкай, якая абапіраецца на вонкавы электрод. Існаванне ж суцэльнай плазмавай абалонкі перашкаджае свабоднаму доступу да плыні. Акрамя таго, разрад паміж кааксіяльнымі электродамі адбываецца ў абмежаванай абалонкай прасторы, таму склад плазмавай плыні вызначаецца прадуктамі разбурэння (эрозіі) электродаў і раздзяляльнага ізалятару. Таму асаблівую навуковую ды практычную значнасць набываюць даследаванні, накіраваныя на пошук шляхоў атрымання ў шчыльных газах эразійных плазмавых плыняў зададзенага складу, свабодных ад суцэльнай вонкавай абалонкі.

2. ВЫНІКІ ДАСЛЕДАВАННЯЎ

Упершыню кампрэсійныя эразійныя плазмавыя плыні (КЭПП) зададзенага складу, які вызначаецца рэчывам нутранага электроду, свабодныя ад вонкавай суцэльнай плазмавай абалонкі, былі атрыманы намі ў паветры пры атмасферным ціску з дапамогай распрацаваных тарцовага разрадлага прыстасавання і камбінаванай плазмадынамічнай сыстэмы (Мінько і інш., 1991; Мінько і інш., 1992). Адметнай рысай гэтых сыстэм з'яўляецца тое, што вонкавыя электроды ды батарэя кандэнсатараў выкананы секцыяванымі (з аднолькавай колькасцю секцый), прычым кожная секцыя батарэі злучаецца з нутраным электродам і з адным са стрыжняў (секцый) вонкавага электроду.

Як вынікае з даследаванняў кампрэсійных плыняў, дынаміка фармавання, параметры плазмы, гэтак жа як і фізічныя ўласцівасці ў цэлым, вызначаюцца ў канчатковым выніку канфігурацыяй электрычных і магнітных палёў, якія самаўзгоднена ўсталёўваюцца размеркаванымі

токамі разраднай сыстэмы. Таму размеркаванне току па вонкаваму электроду прыстасавання, якое прызначана для генерацыі КЭПП у шчыльных газах, сканфігуравана прынцыпова неаднародным, шляхам разбіцця гэтага электроду на секцыі (стрыжні). У гэтым выпадку на кожным стрыжні электроду фармуецца свой токанысучы струмень з уласным азімутальным магнітным полем. Асноўная (кампрэсійная) эразійная плазмавая плынь фармуецца абапіраючыся на тарэц нутранага электроду. Токі ў КЭПП ды вонкавых струменях накіраваны супроцьлегла, таму іхняе электрадынамічнае ўзаемадзеянне выклікае адхіленне (адштурхоўванне) струменяў ад асноўнай плыні. У гэтых варунках максімум вынікоўнага магнітнага поля токаў плазмадынамічнай сыстэмы павінен фармавацца ў абсягу паміж асноўнай плыню ды вонкавымі струменямі, што станоўчым чынам адбіваецца на макраўстойлівасці КЭПП і ў дадатак вядзе да з'яўлення эфекту магнітнай самаізаляцыі раздзяляльнага дыэлектрыка разраднай сыстэмы. Устойлівае існаванне асноўнай эразійнай плазмавай плыні разам з малой разбежнасцю, гэтак жа як вялікі стасунак даўжыні плыні (~ 15 см) да яе дыяметру (1-2 см) вызначае кампрэсійны характар гэтай плыні.

Такім чынам, задача аб фармаванні КЭПП у шчыльных газах вырашаецца праз адэкватнае канфігураванне ўласных электрамагнітных палёў эразійнай плазмадынамічнай сыстэмы шляхам фармавання токанысучых струменяў ды арганізацыі адпаведнага размеркавання разраднага току.

Як паказваюць спектраскапічныя даследаванні, кампрэсійная эразійная плынь, калі яе атрымліваюць у шчыльных газах, мае істотнае самапаглынненне выпраменьвання. У гэтых варунках надзейным метадам вызначэння тэрмадынамічных параметраў плазмы з'яўляецца фотаэлектрычная метадыка рэгістрацыі выпраменьвання. Такія дасле-

даванні КЭПП праводзіліся ў дзвух спектральных інтэрвалах 465 - 555 нм і 745 - 1120 нм, якія вырэзваліся пэўным наборам аптычных фільтраў (Асташынскі ды інш., 1995). Выкарыстоўвалася дзвухканальная схема вымярэнняў, якая дазваляла праводзіць даследаванні выпраменьваючых характарыстык КЭПП, гэтак жа як і каэфіцыентаў паглынэння, якія атрымлівалі пры самапрасвечванні плазмы.

Вымярэнні спадальнай плыні выпраменьвання ды спектральных каэфіцыентаў паглынэння дазволілі вызначыць усе асноўныя выпраменьваючыя характарыстыкі КЭПП як тарцовага эразійнага прыстасавання, так і камбінаванай плазмадынамічнай сыстэмы. Вызначана спектральная шчыльнасць энергіі выпраменьвання КЭПП з пераразлікам на поўны цялесны вугал, разлічана спектральная шчыльнасць энергетычнай зыркасці (СШЭЗ) выпраменьвання плазмы.

Па разлічаным значэнням СШЭЗ выпраменьвання КЭПП ды вымераным каэфіцыентам паглынэння была вызначана сапраўдная тэмпература плазмы, максімальнае значэнне якой склала ў тарцовым эразійным прыстасаванні $\sim 22 \cdot 10^3$ К, а ў камбінаванай плазмадынамічнай сыстэме - $40 \cdot 10^3$ К пры аднолькавым узроўні назапашанай у батарэях кандэнсатараў энергіі (~ 30 кДж).

Спіс літаратуры

- Минько, Л.Я., Асташинский, В.М.: 1991, *ЖПС*, 55,903.
 Минько, Л.Я., Асташинский, В.М.:1992, *ИФЖ*, 62,714.
 Асташинский, В.М., Мамытов, Н.А., Маньковский, А.А., Минько, Л.Я.: 1995, материалы конф. "Физика низкотемпературной плазмы", том 1, 98, Петрозаводск, Россия.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЧАСТИЦ КДФ В КАТОДНОЙ СТРУЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

Багино Д.В., Золотовский А.И., Смягликов И.П., Шиманович В.Д.

*Институт молекулярной и атомной физики АНБ
220072, Минск, пр. Ф.Скарины, 70, Беларусь
E-mail: imafbel%bas05.basnet.minsk.by@demos.su*

Abstract. The size and velocity distribution functions of particles in cathode plasma flow of argon arc was determined by methods of laser diffraction scattering and speed camera of their radiation.

Введение

С увеличением температуры $T_k(t)$ в зоне контакта нагретой частицы с поверхностью изделия возрастают однородность и адгезия покрытий, получаемых при плазменном напылении порошковыми материалами (Кудинов и др., 1992; Жуков и Солоненко, 1990). Значительное увеличение $T_k(t)$ по сравнению с существующими устройствами может быть достигнуто при нагреве напыляемых частиц плазмой приэлектродных областей дуги, особенно прикатодной, где температура плазмы может достигать 20000 К (Azharonok et al., 1987; Haidar and Farmer, 1993).

В настоящей работе рассматривается поведение частиц КДФ в катодном плазменном потоке дуги ($i=200$ А, $U=25$ В, длина дуги $L=10$ мм, плазмообразующий и транспортирующий газ - аргон). Методами дифракционного рассеяния лазерного излучения на частицах в сочетании со скоростной киносъемкой их излучения определены функции распределения частиц по размерам и скоростям.

Эксперимент

Схема экспериментального стенда приведена на Рис.1. Водоохлаждаемый катодный узел содержит вольфрамовый стержневой катод и сопло для подачи плазмообразующего газа и частиц порошка (бронза БрОФ-10 (90% Cu + 10% Sn), средний размер 90 мкм). Конструкция сопла обеспечивает локальную подачу порошка узким потоком до 2 мм в зону, наиболее близкую к катоду без налипания частиц порошка на поверхность катода и стенок сопла.

На цветных фотографиях дуги с частицами их треки имеют зеленый цвет. Спектральные исследования показали, что в зеленой области на спектр излучения гомогенного потока (без частиц) накладываются интенсивные линии атомов меди CuI 510.5, 515.3, 521.8 нм. Это указывает на то, что частица в плазменном потоке окружена оболочкой сильно излучающего пара материала частицы. Таким образом, регистрация изображения частицы возможна только в спектральной области, свободной от сильных линий атомов меди. Как показали эксперименты, этого условия недостаточно: для изучаемого гетерогенного плазменного потока (ГПП) яркость поверхности частицы меньше

интегральной во времени яркости плазмы прикатодной области. Определенные результаты в визуализации частиц по их собственному излучению, по-видимому, могут быть достигнуты только при регистрации излучения ГПП с временным разрешением.

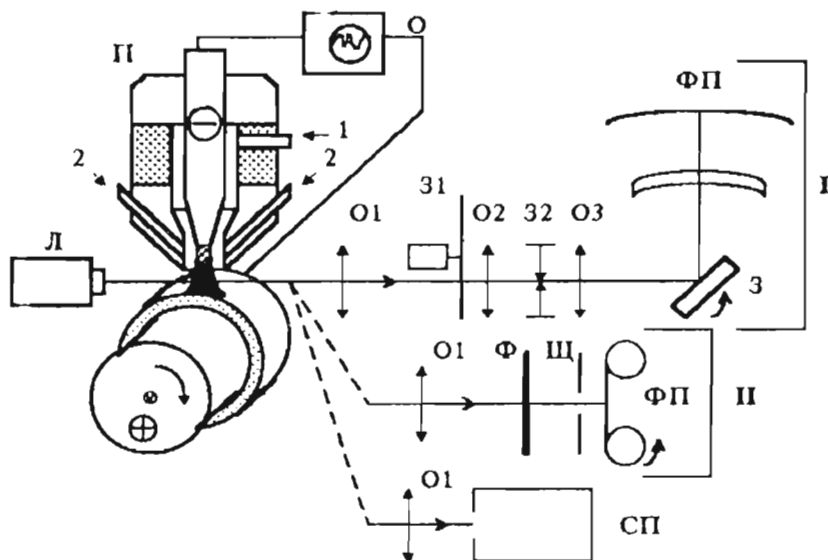


Рис.1. Экспериментальный стенд для изучения поведения частиц КДФ в катодной струе дуги. П- плазматрон (1-ввод плазмообразующего газа, 2- ввод транспортирующего газа и порошка); О- осциллограф; Л- лазер; О1, О2, О3- объективы; 31, 32- затворы; Ф- фильтр; Щ- щель; ФП- фотошленка; I- ВФУ-1; II- СКС-1М; СП- спектрограф.

В режиме непрерывной фоторегистрации с временным разрешением 50 мкс были получены изображения излучающих плазменных оболочек частиц в виде отдельных треков. По их наклону к направлению временной развертки были определены скорости частиц, величины которых соответствовали диапазону 4-10 м/с. Оцененный по ширине треков размер КДФ значительно превышал средний размер подаваемых в распылитель частиц. В тоже время, сопоставление количества регистрируемых треков с расчетным количеством вводимых в плазму частиц показывает, что увеличение размеров частиц вследствие коагуляции (прилипания друг к другу) будет незначительно. Следовательно, основной причиной уширения треков является существование вокруг движущейся частицы светящейся паровой оболочки.

Изучение структуры плазменной оболочки частиц проводилось с использованием скоростной киносъемки камерой ВФУ-1 с разрешением 1 мкс (Рис.1, I). Для устранения переналожения изображений при регистрации стационарного потока, одновременно с установленным в камере затвором 32 использовался более скоростной затвор 31 с временем срабатывания порядка 1 мс. Оптическая схема обеспечивала пятикратное

увеличение, чего было достаточно для визуализации частицы $d_p = 50$ мкм. На Рис.2а приведены отдельные кадры киносъемки. Видно, что излучающие оболочки частиц имеют вытянутую форму в направлении движения плазменного потока (к аноду). Средний поперечный размер оболочки составляет 0,5-1 мм, что на порядок превышает начальный размер подаваемых в плазму частиц.

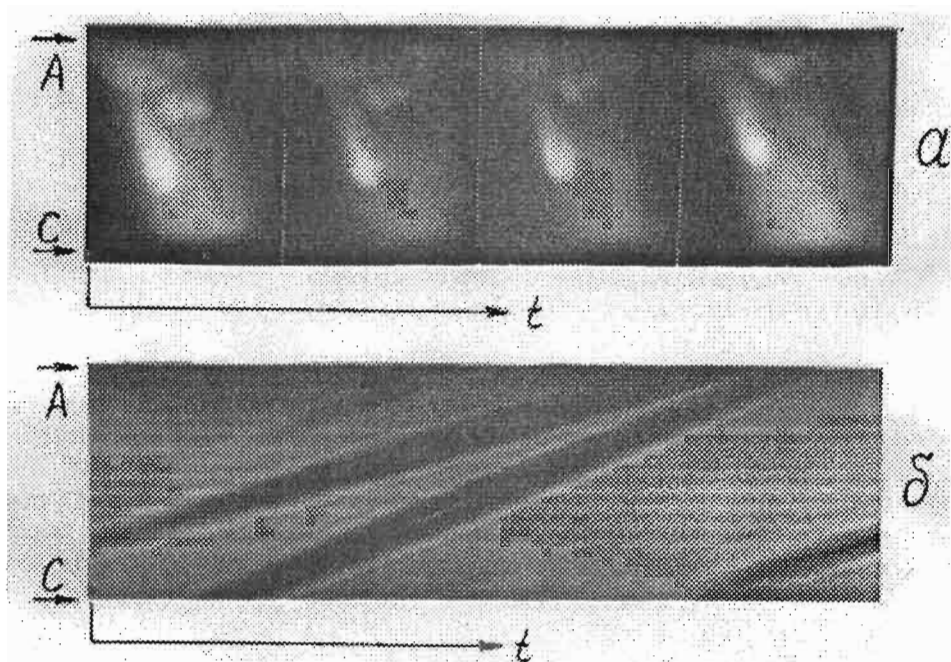


Рис.2. Скоростная киносъемка излучения частиц (а) (время экспозиции кадра 1 мкс, расстояние между кадрами 50 мкс) и непрерывная регистрация дифракционного изображения частиц (б). Стрелками А и С указаны положение анода и среза катодного сошла соответственно.

В связи с выше изложенным, основные определения параметров частиц КДФ были проведены путем наблюдения непрерывных разверток дифракционных изображений отдельных частиц, (Рис.1, II). Трек на пленке образовывался вследствие затенения частицей лазерного пучка и имеет вид чередующихся светлых и темных полос, расположенных симметрично центральной светлой полосе (Рис.2б). Размер частицы восстанавливался по расстоянию между первыми максимумами вне геометрической тени частицы. Градуировка измерительной системы осуществлялась по дифракционным изображениям препятствий известных размеров в диапазоне 50-200 мкм. С применением данной методики были рассчитаны значения скоростей и размеров нагретых частиц по длине дугового канала и холодных частиц в газовой струе (Рис.3). Относительная погрешность определения скорости и размера отдельной частицы не превышала 3 и 15% соответственно.

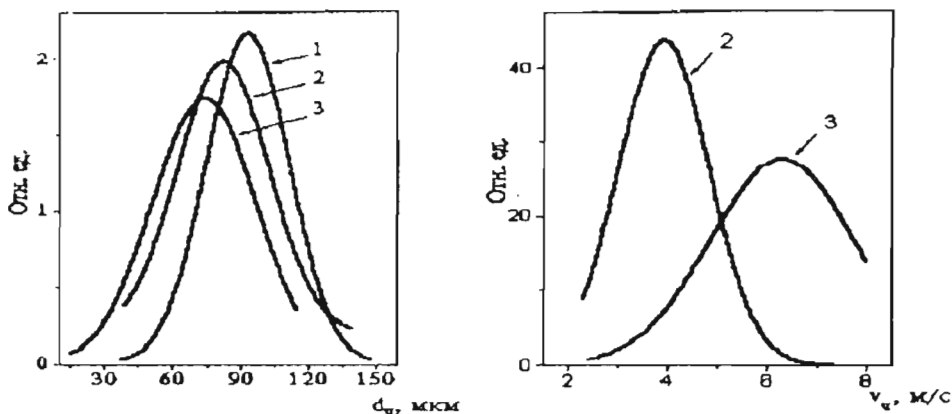


Рис.3. Распределение частиц КДФ по размерам и скоростям.
 1- газовая струя $L=5$ мм; 2 и 3- плазменная струя $L=5$ и 9 мм.

Обсуждение результатов

Время нахождения частицы в канале дуги по данным скоростных исследований не превышает 2 мс. Если предположить, что в течение этого времени температура поверхности частицы не превышает 2400 К, то диаметр частицы должен уменьшиться из-за испарения в соответствии с Буткевич и др. (1978) не более чем на 7 мкм. Таким образом, регистрируемое в эксперименте изменение диаметра $\Delta d=20$ мкм не может быть обусловлено только испарением. По-видимому, значительный унос массы происходит вследствие сдува потоком плазмы субмикронных капелек с расплавленной поверхности частицы. Это предположение согласуется с вытянутой в сторону анода контрагированной формой оболочки вокруг частицы.

Предложенный метод визуализации частиц, основанный на непрерывной фоторегистрации их дифракционных изображений, является перспективным для определения параметров частиц в гетерогенных плазменных потоках. Основным достоинством его является возможность проведения исследований абляции частиц в потоке.

Литература

- Azharonok V.V., Zolotovskiy A.I., Lizunkov G.P., Shimanovich V.D. ISPC-8. Tokyo, 1987, P.1906-1911.
- Haidar J., Farmer A.J.D. J.Phys.D: Appl. Phys. 26 (1993) 1224-1229.
- Буткевич Г.В., Белкин Г.С., Ведешенков Н.А., Жаворонков М.А. Электрическая эрозия сильноточных контактов и электродов. М., 1978.
- Жуков М.Ф., Солоненко О.П. Высокотемпературные запыленные струи в процессах обработки порошковых материалов. Новосибирск. 1990.
- Кудинов В.В., Бобров Г.В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. Москва. "Металлургия". 1992.

PLASMA BROADENING OF SPECTRAL LINES ALONG ISOELECTRONIC SEQUENCES OF LITHIUM AND BORON

B. BLAGOJEVIĆ, M. V. POPOVIĆ, N. KONJEVIĆ and M. S. DIMITRIJEVIĆ†

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

† *Astronomical Observatory, 11050 Belgrade, Volgina 7, Yugoslavia*

Abstract. The Stark width dependence of the $3s^2S - 3p^2P^0$ transitions along lithium isoelectronic sequence (BIII, CIV, NV, OVI) and $3s^2S - 3p^2P^0$; $3p^2P^03d^2D$ transitions along boron isoelectronic sequence (NIII, OIV, FV) were studied theoretically using impact semiclassical method and experimentally observed in the plasma of a low pressure pulsed arc. Plasma electron densities were determined from the width of the HeII P_α line while the electron temperatures were measured from the relative line intensities. To estimate the influence of different ions to the width of lines, the evaluation of plasma composition data was performed and in conjunction with our theoretical results contribution of ion broadening was estimated. Furthermore in our theoretical calculations was taken into account the influence of perturbing levels with different parent term to the width and shift of investigated OIV spectral lines for the first time.

1. THEORY

By using the semiclassical-perturbation formalism (Sahal-Brechot, 1969) we have calculated (Blagojević *et al.* 1994) electron-, proton-, and HeII-impact broadening parameters for OIV $3s^2S - 3p^2P^0$ and $3p^2P^0 - 3d^2D$ transitions previously. Energy levels needed for these calculations were taken from Bashkin and Stoner (1975). Oscillator strengths were calculated by using method Bates and Damgaard (1949), see also Oertel and Shomo (1968). For higher energy levels the method described in Van Regemorter (1979) was used. In the case of the considered transitions, several transitions with different parent term may significantly influence particularly on the results for the Stark broadening parameters in particular the shift values. The new calculations with the inclusion of such transitions were performed here. In order to assure consistency of the data set, all oscillator strengths (and not only those for added transitions with different parent term) were taken from the TOP base (the complete package of the opacity project (OP) data with database management system is usually referred to as TOP base) (Butler *et al.* 1993; Cunto *et al.* 1993). Beside electron impact line widths, Stark broadening parameters due to all relevant ion perturbers were calculated as well.

2. EXPERIMENT

The experimental apparatus and procedure are described in Blagojević *et al.* (1994) so only few details will be given here. The light source was a low pressure pulsed arc with a quartz discharge tube 10 mm internal diameter. The distance between aluminum electrodes was 161 mm, and 3 mm diameter holes were located at the center of both electrodes to allow end-on plasma observations. All plasma observations were performed with 1-m monochromator with inverse linear dispersion $8.33 \text{ \AA}/\text{mm}$ in the first order of the diffraction grating, equipped with the photomultiplier tube and a stepping motor. The discharge was driven by a $15.2 \mu\text{F}$ low inductance capacitor charged to 3-6 kV, pressure of the gas mixture $p = 1.7\text{-}3$ torr, continuous flow of the gas mixture, composition: 0.5 to 2% of investigated gas in He. The stepping motor and oscilloscope were controlled by a personal computer, which was also used for data acquisition. Recordings of spectral line shapes were performed shot-by-shot. At each wavelength position of the monochromator time evolution and decay of the plasma radiation were recorded by the oscilloscope. Eight such signals were averaged at each wavelength. To construct the line profiles these averaged signals at different wavelengths and at various times of the plasma existence were used to construct line profiles. Spectral line profiles were recorded with instrumental half widths of 0.165 \AA . To determine the Stark half width from the measured profile, a standard deconvolution procedure for the Lorentzian (Stark) and Gaussian (instrumental+Doppler) profiles was used.

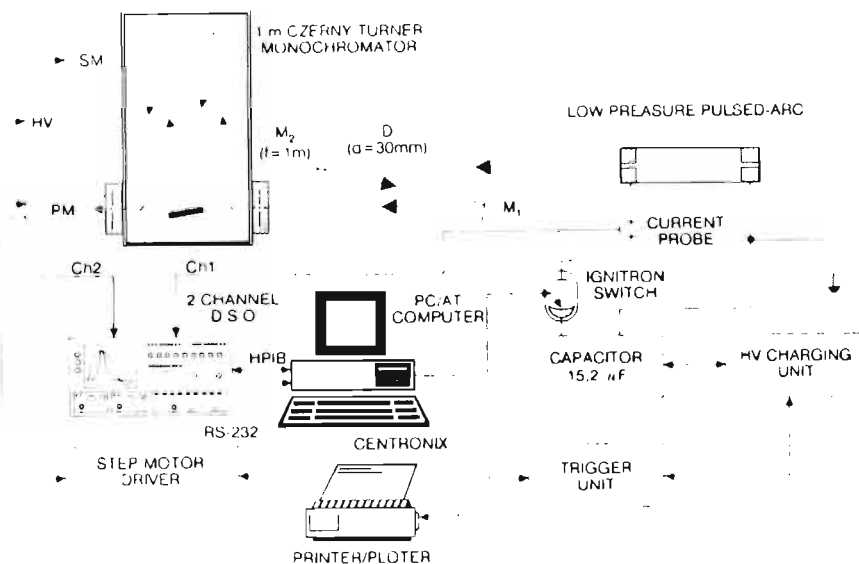


Fig. 1. The experimental setup.

3. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

The experimental results for Stark widths and comparisons with theoretical results are given for $3s^2S - 3p^2P^0$ transitions of lithium isoelectronic sequence (Fig.2) and $3s^2S - 3p^2P^0$; $3p^2P^0 - 3d^2D$ transitions for boron isoelectronic sequence (Fig.3; Fig.4). The best agreement was achieved with our semiclassical calculations.

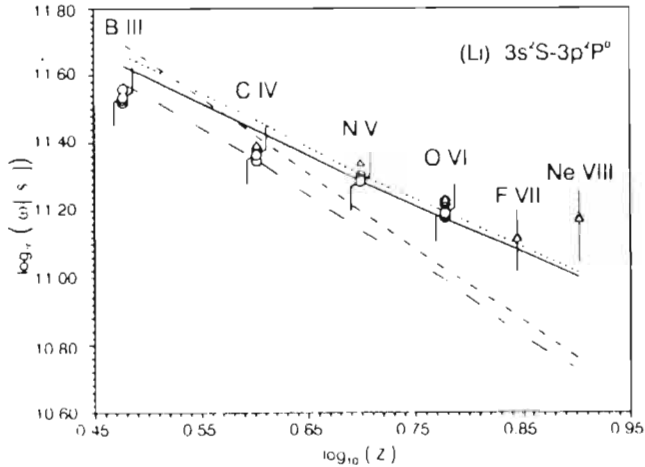


Fig. 2. Stark widths Li-like spectral lines (in angular frequency units) as function of $\log_{10} Z$ for $3s^2S - 3p^2P^0$ multiplets. Theory : $\bullet\bullet\bullet$, semiclassical electrons + ions impact widths, — semiclassical electrons only; -- -- , semiclassical approximation (Eq.(526) taken from Griem, 1974); — · — , modified semiempirical formula (Dimitrijević and Konjević, 1980). Experiment : O, our data, Δ , Glenzer et al (1992, 1993).

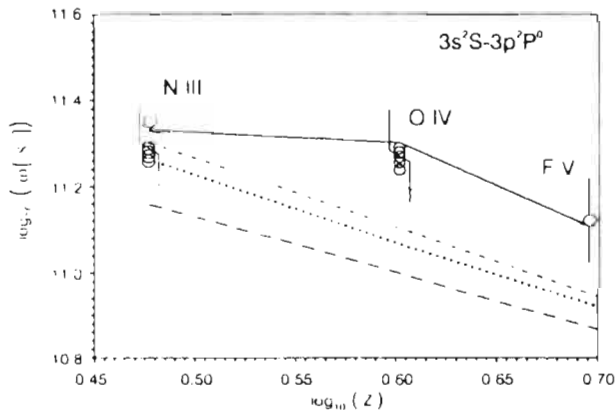


Fig. 3. Stark widths B-like spectral lines (in angular frequency units) as function of $\log_{10} Z$ for $3s^2S - 3p^2P^0$ multiplets. Theory : $\bullet\bullet\bullet$, semiclassical electrons + ions impact widths, — semiclassical electrons only; -- -- , semiclassical approximation (Eq.(526) taken from Griem, 1974); — · — , modified semiempirical formula (Dimitrijević and Konjević, 1980). Experiment : O, our data, D, Glenzer *et al.* (1994).

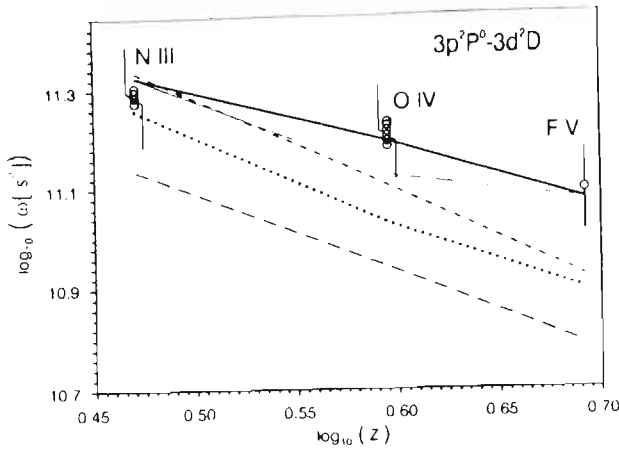


Fig. 4. Same as for figure 3 but for $3p^2P^0 - 3d^2D$ multiplets.

References

- Bashkin, S. and Stoner, Jr. J.J. : 1975, *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams, Vol.1*, (North Holland, Amsterdam).
- Bates, D.R. and Damgaard, A. : 1949, *Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, **242**.
- Blagojević, B., Popović, M.V., Konjević, N. and Dimitrijević, M.S. : 1994, *Phys. Rev. E* **50**, 2986; *Phys. Rev. E*, accepted for publication.
- Butler, K., Mendoza, C. and Zeippen, C.J. : 1993, *J. Phys. B*, **26**, 4409.
- Cunto, W., Mendoza, C., Ochsenbein, F. and Zeippen, C.J. : 1993, *Astron. Astrophys.* **275**, L5.
- Dimitrijević, M.S. and Konjević, N. : 1980, *JQSRT*, **24**, 451.
- Glenzer, S. Hey, J.D., Kunze, H.-J. : 1994, *J. Phys. B*, **27**, 413.
- Glenzer, S. Uzelac, N.I., Kunze, H.-J. : 1992, *Phys. Rev. A*, **45**, 8795.
- Glenzer, S., Uzelac, N.I., Kunze, H.-J. : 1993, *Spectral Line Shapes, Vol. 7*, edited by R.Stamm and B.Talin (Nova Science, Commack, N.Y.).
- Griem, H. R. : 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, (Academic, N.Y.).
- Oertel, G.K. and Shomo, L.P. : 1968, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **16**, 175.
- Sahal-Brechot, S. : 1969, *Astron. Astrophys.* **1**, 91; **2**, 322.
- Van Regemorter, H., Hoang Binh Dy, and Prud'homme, M. : 1979, *J. Phys. B*, **12**, 1073.

О КОЭФФИЦИЕНТАХ РЕАЛИЗАЦИИ ШТАРКОВСКИХ КОМПОНЕНТ ЛИНИЙ ВОДОРОДА В ПЛАЗМЕ

Ф. Н. ВОРОВИК, К. Л. СТЕПАНОВ

Институт тепло- и массообмена АНВ, 220072, Минск, Бровка 15, Беларусь

Аннотация. На основе численного решения уравнения Шредингера для атома водорода в постоянном электрическом поле определена энергетическая структура, вероятности ионизации и коэффициенты растворения штарковских компонент спектральных линий.

1. ВВЕДЕНИЕ

Приемлемой моделью для описания действия плазменного микрополя на атом водорода является задача об атоме водорода во внешнем постоянном электрическом поле. Состояния атома водорода в электрическом поле не являются стационарными, т.к. благодаря туннельному эффекту электрон проникает сквозь барьер, происходит ионизация атома. При слабых полях автоионизационная ширина линий настолько мала, что уровень можно считать стационарным. С ростом поля, когда вероятность туннелирования становится соизмеримой с вероятностью радиационного распада уровня, ионизация атома проявляется в ослаблении соответствующей штарковской компоненты (Лангос). Коэффициент растворения пропорционален $A_{m,n}/(A_{m,n} + S_m(F))$. Исследованию состояний атома водорода в электрическом поле посвящено большое количество работ Ламбург и Колосов, Luc-Koenig, Bachelier, Kleppner, Littman, Zinnerman, Haberland, Kraeft. В данной работе приведены результаты по энергиям и ширинам автоионизации, а также коэффициентам растворения штарковских компонент линий водорода, необходимые для анализа спектров излучения неидеальной плазмы.

2. ТЕОРИЯ

Уравнение Шредингера для атома водорода во внешнем постоянном электрическом поле в пренебрежении спином электрона и релятивистскими поправками в атомной системе единиц в параболических координатах, где переменные разделяются, имеет вид:

$$\frac{d^2 V}{d\xi^2} + \left(\frac{E}{2} + \frac{\beta_1}{\xi} + \frac{1-m^2}{4\xi^2} - \frac{F}{4}\xi \right) V = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d^2 U}{d\eta^2} + \left(\frac{E}{2} + \frac{\beta_2}{\eta} + \frac{1-m^2}{4\eta^2} + \frac{F}{4}\eta \right) U = 0, \quad (2)$$

где волновая функция $\Psi = (\xi\eta)^{-1/2} V(\xi)U(\eta) \exp(\pm im\varphi)$, m – магнитное квантовое число, β_1 и β_2 – константы разделения ($\beta_1 + \beta_2 = 1$).

Уровень водорода с главным квантовым числом n во внешнем поле расщепляется на компоненты, каждая из которых характеризуется набором параболических квантовых чисел n_1, n_2, m ($n = n_1 + n_2 + m + 1$), число компонент равно $n(n+1)/2$, вырождение сохраняется по знаку магнитного квантового числа. Функции $V(\xi)$ и $U(\eta)$ соответственно при $\xi \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow \infty$ имеют вид:

$$V(\xi) \simeq \xi^{(m+1)/2} \quad U(\eta) \simeq \eta^{(m+1)/2} \quad (3)$$

$$V(\xi) \simeq \frac{A}{[\xi - 2E/F]^{1/4}} \exp \left[-\frac{\sqrt{F}}{3} \left(\xi - \frac{2E}{F} \right)^{3/2} \right] \quad (4)$$

$$U(\eta) \simeq \frac{B}{(\eta + 2E/F)^{1/4}} \sin \left[\frac{\sqrt{F}}{3} \left(\eta + \frac{2E}{F} \right)^{3/2} + \Phi \right] \quad (5)$$

Из (5) видно, что спектр водорода при действии внешнего поля становится непрерывным. Тем не менее уровни энергии можно считать квазистационарными, если вероятность ионизации достаточно мала. Условие отсутствия на бесконечности сходящейся волны отбирает собственные значения энергии E_0 и ширину уровня Γ (Бете и Солпитер). Вблизи резонансной энергии E_0 параметризация Врейти - Вигнера связывает асимптотический фазовый сдвиг Φ и асимптотическую амплитуду B соотношениями:

$$\Phi(E) = \Phi_0 + \arctan[\Gamma/2(E - E_0)]; \quad B^2(E) = B_0^2[(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4] \quad (6)$$

Энергия квазистационарного состояния находится из условия минимизации асимптотической амплитуды $B^2(E)$.

Решение уравнения (1) проводилось методом Нумерова (Немошкаленко, Кучеренко) на равномерной сетке для переменной $x = \xi + \ln \xi$. Уравнение (2) (против поля) решалось с помощью разложения в степенные ряды.

В таблицах 1 - 4 приведены энергии и ширины уровней N для состояний с $\kappa = 1 - 4$. (Все величины даны в атомных единицах).

Энергии и ширины уровня с $n=1$. Таблица 1.

m	n_1	n_2	F	E	Γ
0	0	0	2.500D-02	-5.014292918D-01	3.3100D-10
0	0	0	3.000D-02	-5.020742726D-01	2.2374D-08
0	0	0	3.500D-02	-5.028514198D-01	4.3497D-07
0	0	0	4.000D-02	-5.037715909D-01	3.8927D-06
0	0	0	4.500D-02	-5.048501482D-01	2.0776D-05

Энергии и ширины уровня с $n=2$. Таблица 2.

m	n_1	n_2	F	E	Γ
0	0	1	2.500D-03	-1.330617593D-01	9.9218D-11
0	0	1	3.000D-03	-1.348255594D-01	1.3197D-08
0	0	1	3.500D-03	-1.366511611D-01	3.8757D-07
0	0	1	4.000D-03	-1.385487932D-01	4.4396D-06
0	0	1	4.500D-03	-1.405331333D-01	2.7089D-05
0	1	0	2.500D-03	-1.180098771D-01	1.0810D-12
0	1	0	3.000D-03	-1.167330000D-01	2.1181D-10
0	1	0	3.500D-03	-1.154976212D-01	8.7548D-09
0	1	0	4.000D-03	-1.143053394D-01	1.3640D-07
0	1	0	4.500D-03	-1.131587889D-01	1.1102D-06
1	0	0	2.500D-03	-1.254967287D-01	1.0549D-11
1	0	0	3.000D-03	-1.257217467D-01	1.7188D-09
1	0	0	3.500D-03	-1.259936495D-01	6.0194D-08
1	0	0	4.000D-03	-1.263168854D-01	8.0996D-07
1	0	0	4.500D-03	-1.266982470D-01	5.7597D-06

Энергии и ширины уровня с $n=3$. Таблица 3.

m	μ_1	μ_2	F	E	Γ
0	0	2	6.000D-04	-6.127704250D-02	1.2464D-11
0	0	2	7.000D-04	-6.230321018D-02	1.7581D-09
0	0	2	8.000D-04	-6.335559655D-02	6.2527D-08
0	1	1	6.000D-04	-5.587521179D-02	3.3770D-13
0	1	1	7.000D-04	-5.599398296D-02	6.6882D-11
0	1	1	8.000D-04	-5.613355285D-02	3.1823D-09
0	2	0	6.000D-04	-5.043096817D-02	2.5148D-15
0	2	0	7.000D-04	-4.962837449D-02	6.5622D-13
0	2	0	8.000D-04	-4.884015122D-02	4.3784D-11
1	0	1	6.000D-04	-5.856526675D-02	2.0846D-12
1	0	1	7.000D-04	-5.913361892D-02	3.4983D-10
1	0	1	8.000D-04	-5.972458629D-02	1.4442D-08
1	1	0	6.000D-04	-5.314114747D-02	2.8421D-14
1	1	0	7.000D-04	-5.279437688D-02	7.0046D-12
1	1	0	8.000D-04	-5.246413697D-02	3.8285D-10
2	0	0	6.000D-04	-5.580827180D-02	1.9146D-13
2	0	0	7.000D-04	-5.590214152D-02	3.7700D-11
2	0	0	8.000D-04	-5.601241461D-02	1.8260D-09

Энергии и ширины уровня с $n=4$. Таблица 4.

m	μ_1	μ_2	F	E	Γ
0	0	3	2.500D-04	-3.605606225D-02	6.6075D-10
0	0	3	3.000D-04	-3.711126811D-02	1.3446D-07
0	1	2	2.500D-04	-3.305758354D-02	3.9541D-11
0	1	2	3.000D-04	-3.350356872D-02	1.2016D-08
0	2	1	2.500D-04	-3.003616550D-02	1.1430D-12
0	2	1	3.000D-04	-2.986463545D-02	5.0980D-10
0	3	0	2.500D-04	-2.699153701D-02	8.0083D-15
0	3	0	3.000D-04	-2.619494044D-02	5.7784D-12
1	0	2	2.500D-04	-3.455097003D-02	1.6423D-10
1	0	2	3.000D-04	-3.529865797D-02	4.1041D-08
1	1	1	2.500D-04	-3.154040485D-02	6.7363D-12
1	1	1	3.000D-04	-3.167435720D-02	2.5315D-09
1	2	0	2.500D-04	-2.850720798D-02	1.0219D-13
1	2	0	3.000D-04	-2.801923810D-02	5.5519D-11
2	0	1	2.500D-04	-3.302146438D-02	2.9055D-11
2	0	1	3.000D-04	-3.345095438D-02	9.0291D-09
2	1	0	2.500D-04	-2.999792852D-02	6.0061D-13
2	1	0	3.000D-04	-2.980838341D-02	2.8938D-10
3	0	0	2.500D-04	-3.146597632D-02	2.7145D-12
3	0	0	3.000D-04	-3.156535421D-02	1.0798D-09

На рис. 1 – 4 даны коэффициенты растворения $A_{m,n}/(A_{m,n} + S_m(F))$ для штарковских компонент первых 4-х линий каймановской серии в зависимости от величины поля.

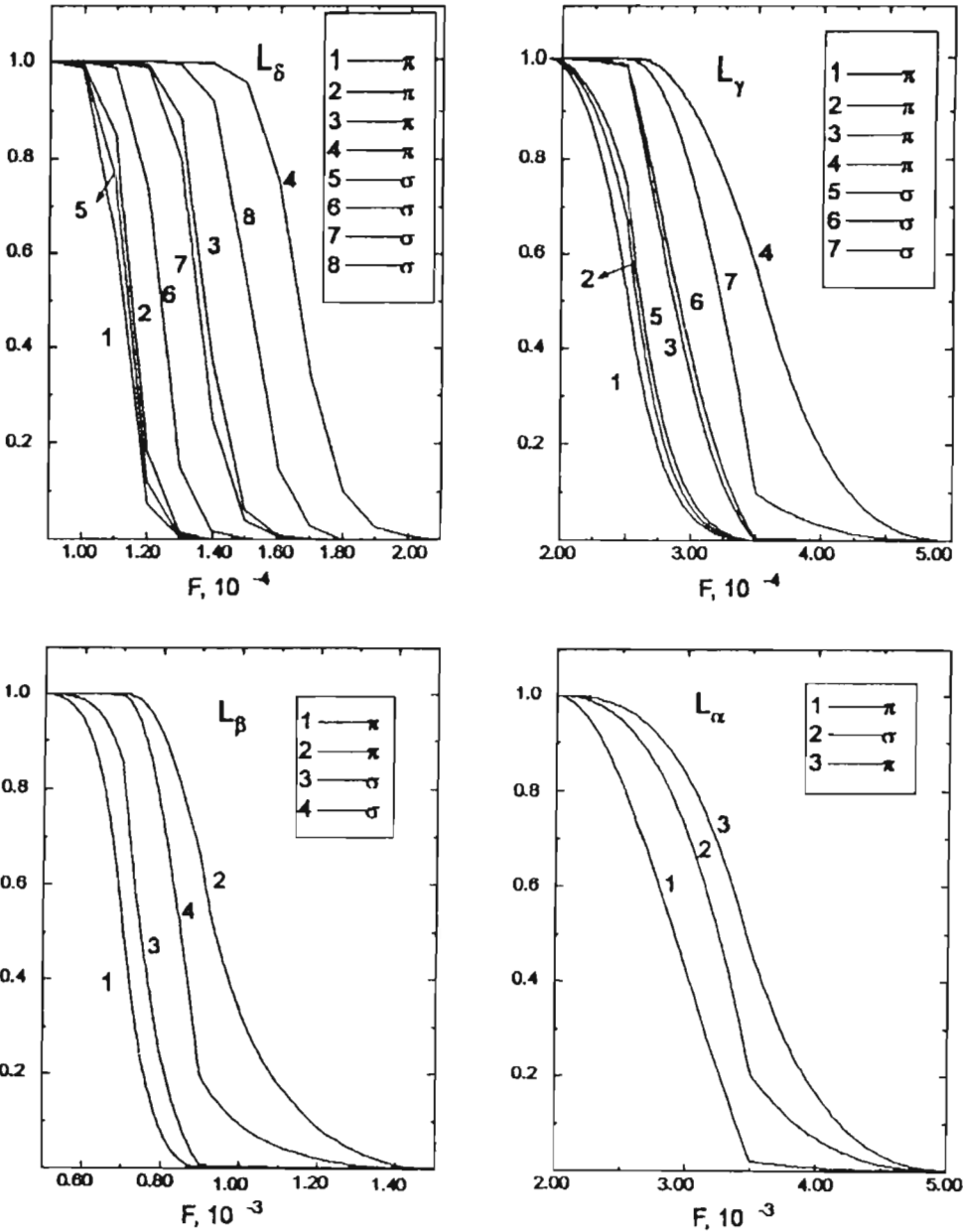


Рис. 1-4. Коэффициенты растворения компонент линий L - серии.

Литература

- Ветс Г., Селднер Ф.: Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами.
 Дамбург Р. Я., Колосов В. В.: 1980, В кн. Ридберговские состояния атомов и молекул.
 Haberland H., Kraeft W. D.: 1995, Prys. Rev. B 51, 3459.
 Клернер Д., Литман Г., Зиммерман М. Л.: 1980, В кн. Ридберговские состояния атомов и молекул.
 Ландсман С.: 1931, Zs. Phys. 68, 204.
 Лис-Кoenig В., Вачеллер А.: 1980, J. Phys. B13, 1745.

DYNAMICS OF DISCHARGE CHAMBER WALL ABLATION
IN PULSED NITROGEN OR CARBON DIOXIDE PLASMA

V.S.BURAKOV, P.A.NAUMENKOV and S.N.RAIKOV

Institute of Molecular and Atomic Physics

70 Scoryna av., 220072 Minsk, Belarus

E-mail ~~ima~~imafbel%bas05.basnet.minsk.by@edemos.su

Abstract. The intracavity laser spectroscopy method was used for plasma diagnostics of high-current pulsed discharge in moderate pressure nitrogen or carbon dioxide. The main attention was paid to the dynamics of quartz wall ablation during a discharge pulse and to the influence of evaporated species on a gas plasma parameters.

1. INTRODUCTION

Often attempts on rising pulsed plasma temperature by higher currents can result in undesirable as a rule phenomenon – discharge chamber wall ablation. Nevertheless a lot of papers the dynamics of ablation as well as the influence of evaporated species during a discharge pulse on the evolution of basic plasma parameters are practically unstudied and require for detailed investigation the application of laser techniques with high temporal and spectral resolution. The most sensitive absorption method –

the intracavity laser spectroscopy differs favourably from other laser spectral methods due to the possibility of simultaneous recording of a lot of spectral line profiles for a single laser pulse.

2. EXPERIMENT

Close to rectangular electric pulse with duration of 1.4 ms was applied to a tungsten electrodes in the quartz tubular chamber (1 cm inner diameter and 16 cm length) filled with high-purity nitrogen or carbon dioxide at intermediate pressures: 5-20 Torr. The discharge energy was varied from 0.5 to 1.5 kJ. The chamber with quartz windows was located along the axis in a non-selective cavity of a dye laser. The laser radiates a smooth broadband spectrum in the visible range with pulse duration of 3 μ s. The maximal laser spectrum width was about 15 nm. Dye laser spectra with absorption lines were recorded by a 0.001 nm resolution echelle spectrograph. The effective path length of laser radiation through plasma reached 350 m.

3. RESULTS AND DISCUSSION

The absolute values of densities and the evolution of Si species ablated from a transparent wall of the chamber were determined and the influence of Si atoms and ions appeared in gas plasma on excited energetic states populations of N and C atoms and ions, electron density and temperature was examined.

For both nitrogen and carbon dioxide the pure gas plasma with electron temperature of 9-11 kK is observed only at minimal energy, i.e. Si absorption lines are absent in laser spectra. The time dependence of excited N or C ions density is similar to the electric pulse shape. The minimal measured species densities mainly depend on laser pulse duration and oscillator strength of absorption line recorded and were about 10^8 cm^{-3} for N^+ and C^+ , 10^9 for N, Si, Si^+ and Si^{++} , and 10^{10} for C.

With discharge energy increase a strong plasma-wall and radiation-wall interactions and as a result quartz erosion and ablation occur after 0.4-0.5 ms from electric pulse onset (see the Fig.). The maximum of Si species absorption is observed in 0.7-0.9 ms time interval. Simultaneously with growing of Si density the absorption from gas excited states sharply decreases right up to the absence of gas lines in several cases. The most drastical variation of gas plasma parameters occurs at minimal initial gas pressure - 5 Torr.

The main peculiarities of plasma evolution are kept with increase of initial gas pressure up to 20 Torr. Together with Si lines an intensive molecular spectral structure (intendingly SiO) is recorded in dye laser spectra. The electron density was measured from the Stark broadening and shift of absorption lines. The electron density dynamics has usually three peaks and it follows the main stages of a discharge. Plasma temperature was calculated from Sacha and Boltzmann relations. The absolute mass of an ablated material was found from spectral data.

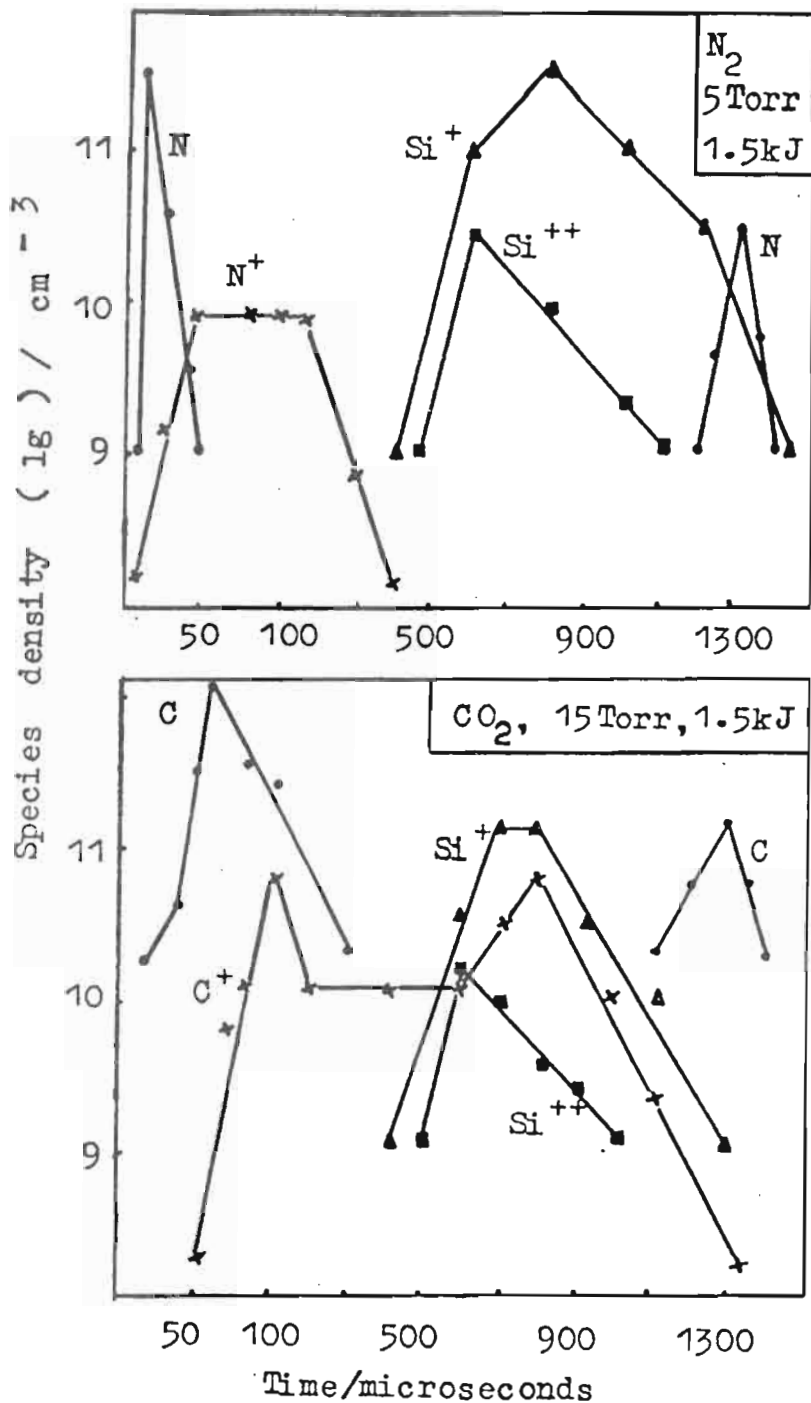


Fig. Dynamics of species densities in a plasma of pulsed discharge

ДИАГНОСТИКА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ПО ШТАРКОВСКОМУ УШИРЕНИЮ ЛИНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ

В.С.БУРАКОВ, П.А.НАУМЕНКОВ, Н.В.ТАРАСЕНКО

*Институт молекулярной и атомной физики АН Б, 220072,
пр. Ф.Скорины, 70, Минск, Беларусь*

Abstract. Spectroscopic studies of plasma produced by laser evaporation of aluminum foil have been performed. The electron density and its temporal evolution have been determined from the Stark broadening and shift of emission line shapes.

Лазерно-плазменная обработка материалов с субмикронным разрешением представляется перспективным направлением в развитии новейших технологий, для оптимизации которой важное значение имеют исследования процессов, сопровождающих лазерное воздействие на образец и разработка методов их диагностики. Микроплазменные структуры создаются обычно при локальном воздействии импульсов лазеров с малой расходимостью пучка на поверхность протяженной мишени.

В настоящей работе проведены исследования лазерной плазмы, получаемой при воздействии лазерного излучения на торец трех плотно сжатых пластин, средней из которых является алюминиевая фольга. При достаточно большом диаметре пятна фокусировки лазерного излучения атомы материала фольги окружены плазменной оболочкой из другого вещества и тем самым создается более однородный слой плазмы алюминия. В этом случае у спектральных линий атомов фольги самообращение должно быть существенно слабее, или отсутствовать вообще. Это

обстоятельство позволяет использовать такую плазму для проведения спектроскопических исследований.

Плазма создавалась под воздействием импульсов излучения алюмоиттриевого лазера длительностью 10 нс и энергией в импульсе 100 мДж. Диаметр пятна фокусировки излучения на мишени составлял 0.8 мм. Толщина алюминиевой фольги 35 мкм. Две наружные массивные пластины для крепления фольги изготовлены из латуни.

Исследования проводились с помощью метода разрешенной во времени эмиссионной спектроскопии. Регистрировалось излучение линий атомов материала мишени (алюминия и меди). Из анализа контуров линий в предположении доминирующего вклада штарковского уширения определялась концентрация электронов в плазме и ее временной ход.

На рис.1 приведено изменение контура линии Al13961,5 А при увеличении времени задержки после начала воздействия лазерного импульса. Видно, что ширина контура быстро уменьшается со временем (примерно в 4 раза в интервале от 0.5 до 1 мкс), достигая инструментального предела (0.5 А) при $\tau > 2.5$ мкс. Максимальное спектральное разрешение спектральной аппаратуры определялось путем регистрации линий излучения разряда с полым катодом и He-Ne- лазера. Следует отметить, что наряду с уширением наблюдается сдвиг максимума контура линии излучения.

Измеренные значения $\Delta\lambda$ использовались для определения плотности электронов в предположении определяющего вклада в уширение линий квадратичного эффекта Штарка (в основном за счет ударного воздействия электронов). Это подтверждается также

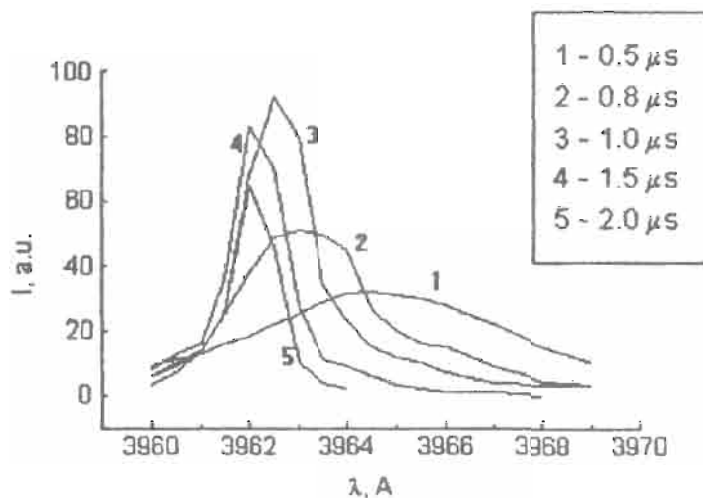


Рис.1. Контур линии Al I 3961.5 Å в лазерной плазме при различных задержках относительно плазмообразующего лазерного импульса.

наличием в соответствии с теорией сдвига контуров в длинноволновую область спектра на ранних стадиях распада плазмы. В условиях нашего эксперимента влияние других типов взаимодействий на уширение спектральных линий значительно меньше и может быть отнесено к величине ошибки измерения ширины линии.

В таком случае регистрируемая полная ширина линии на полувысоте (с учетом аппаратного уширения) и сдвиг центра контура линии излучения могли быть оценены соответственно из выражений:

$$\Delta\lambda(\text{Å}) = 2[1 + 1.75 \cdot 10^{-4} n_e^{1/4} \alpha (1 - 0.068 n_e^{1/6} T^{-1/2})] \cdot 10^{-16} w n_e, \quad (1)$$

$$\delta\lambda(\text{Å}) = [d/w + 2 \cdot 10^{-4} n_e^{1/4} \alpha (1 - 0.068 n_e^{1/6} T^{-1/2})] \cdot 10^{-16} w n_e, \quad (2)$$

где w - ударная электронная полуширина, d - ударный электронный

сдвиг и α - параметр ионного уширения, слабо зависящие от электронной температуры, и для линии Al13961,5А соответственно равные $1.54 \cdot 10^{-2}$, $0,187 \cdot 10^{-1}$ и 0.036 при $T_e = 1\text{эВ}$ (Грим, 1978).

Температура электронов оценивалась из относительной интенсивности линий меди CuI 5105,5 и CuI 5153,2А и принималась равной 1эВ при $t=1\text{мкс}$. Временная эволюция плотности электронов, определенная на основании (1) и (2) на расстоянии $0,5\text{мм}$ от поверхности мишени, приведена на рис.2.

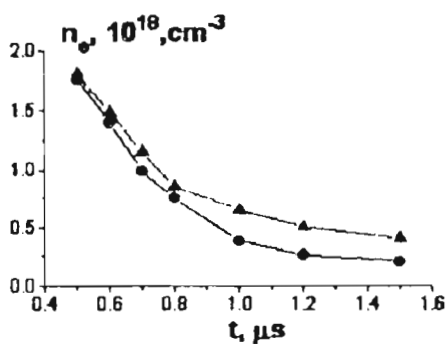


Рис.2 Временная зависимость концентрации электронов в лазерной плазме, определенная по штарковской ширине (\bullet) и сдвигу (∇) линии Al13961,5 А

Как видно из рис.2, имеет место удовлетворительное совпадение результатов определения n_e на основании измерений штарковской ширины и по сдвигу линий излучения в начальной стадии распада факела. При $t > 0.8\text{мкс}$ по ширине линии получены более низкие значения плотности электронов.

В докладе также приводится сравнение параметров алюминиевой микроплазмы, расширяющейся в атмосферный воздух и окружающую лазерно-абляционную плазму меди.

Работа выполнялась при финансовой поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

Грим Г.: 1978, "Уширение спектральных линий в плазме" М.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ.

А. П. БЫК, В. К. ГОНЧАРОВ, И. И. КРАВЦЕВИЧ,
А. Е. СИКОЛЕНКО.

Институт прикладных физических проблем
имени А. Н. Севченко.

Беларусь, г. Минск, ул. Курчатова, 7.

При решении ряда задач физики, техники, биологии, медицины с успехом применяется разработанная в институте система на основе ПЗС-матрицы и трех синхронно работающих ПЗС-линеек. Камера с ПЗС-матрицей формата 512x256 элементов работает в малокадровом режиме и используется для ввода в IBM PC AT-совместимый компьютер информации о пространственном распределении интенсивности свечения плазмы. Область спектральной чувствительности матрицы 300 – 1100 нм. Размер светочувствительного элемента 17 мкм x 23 мкм. Информация от ПЗС-камеры поступает в контроллер, помещаемый в один из свободных слотов компьютера. Контроллер управляет временем накопления, выполняет двенадцатиразрядное кодирование видеосигнала, синхронизацию с источником импульсного излучения и временное хранение получаемых данных.

Второй контроллер, идентичный первому, но занимающий другие разрешенные адреса шины ввода - вывода компьютера, через мультиплексор поддерживает работу трех камер с ПЗС-линейками. Число светочувствительных элементов одной линейки – 1000, спектральный диапазон чувствительности 200 – 1060 нм, размер светочувствительного элемента 13 мкм x 500 мкм. Камеры с ПЗС-линейками используются для спектральных исследований и оценки пространственного распределения одномерных световых потоков в различных точках экспериментальной установки. Основной вариант камер – охлаждение встроенным Пельтье-холодильником, время накопления сигнала при этом может достигать 20 секунд. Дополнительное охлаждение внешнего радиатора

проточной водой позволяет увеличить время накопления сигнала до десятков минут.

Предусмотренные режимы работы камер и синхронизации с внешними устройствами позволяют регистрировать непрерывные и импульсные спектры. Возможна привязка к работающему в частотном режиме источнику импульсного излучения, а также запуск такого источника по программе компьютера. Связь между контроллерами и синхронизируемым устройством осуществляется либо по электрическому кабелю, либо по световоду.

Учет нелинейности чувствительности каждого элемента ПЗС-приборов производится программно-аппаратным комплексом, формирующим для каждого элемента прибора масштабные коэффициенты, соответствующие участку амплитуды входного сигнала, на которые необходимо домножать получаемые данные. Созданный таким образом файл коррекции используется основной программой, ориентированной на спектральные исследования и предоставляющей исследователю большие возможности задания режимов работы ПЗС-приборов, регистрации и хранения заданного количества спектров, синхронизации с источником излучения, математических операций со спектрами. Программно-аппаратные средства системы предоставляют экспериментатору большие возможности при регистрации изменяющихся во времени оптических процессов, например, при исследовании динамики генерации лазеров, а также динамики быстродействующих плазменных процессов.

Предлагаемая система регистрации с успехом используется в ряде научных учреждений и промышленных предприятий Беларуси, России, Украины, Прибалтики. Она хорошо себя зарекомендовала при отработке методик эмиссионного спектрального анализа низколегированных сталей, наличия солей тяжелых металлов в мясомолочных продуктах, при лазерных исследованиях.

TEMPERATURES OF EXCITED HYDROGEN ATOMS IN THE ABNORMAL GLOW DISCHARGE

I. R. VIDENOVIĆ, N. KONJEVIĆ and M. M. KURAICA

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

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

Abstract. The results of the spectroscopic measurements of excited hydrogen atoms temperatures in the cathode fall and beginning of the negative glow region of the Grimm-type abnormal glow discharge in pure hydrogen and argon-hydrogen mixture are reported. The origin of energetic hydrogen atoms, excited in collisions with matrix gas, is explained. Higher temperatures at the beginning of the negative glow region are related to the additional excitation in collisions with electrons.

1. INTRODUCTION

Recent studies of atomic-hydrogen line shapes in the vicinity of the cathode, in various types of glow discharges (Benesch and Li, 1984; Cappelly et al., 1985; Baravian et al., 1987; Li Ayers and Benesch, 1988; Barbeau and Jolly, 1990; Kuraica and Konjević, 1992), has shown Balmer lines shapes with an extraordinary wings development. The extensive far wings indicate the presence of excited hydrogen atoms with very high velocities. As shown by both theory and experiment (Petrović et al., 1992 and references [4,10] therein), those energetic hydrogen neutrals originate from incident H^+ , H , H_2^+ , H_2 and H_3^+ , whose backscattered fragments from the cathode are almost entirely H atoms. For low incident energies, the energy of reflected H atoms increase with incident energy. On their way back through the discharge, they collide mainly with matrix gas and excite (Kuraica and Konjević, 1994).

In this work, temperatures of excited hydrogen atoms are spectroscopically measured in the cathode fall and at the beginning of the negative glow region of the plane cathode and cylindrical hollow anode abnormal glow discharge of the Grimm-type (Grimm, 1968). Experimental setup is fully described elsewhere (Kuraica et al., 1992; Videnović et al., 1995), so only minimum theoretical details will be given here for clearness.

In the cathode fall region, the presence of external electric field predominantly determines the shape of hydrogen Balmer lines. Therefore, the theory of polarization dependent Stark splitting has to be employed (see more details in Videnović et al., this Volume). Placing the polarizer parallel or perpendicular to the discharge axis, we have selected components with $\Delta m = 0$ or π , and $\Delta m = \pm 1$ or σ polarization respectively. All components (10π and 10σ for Balmer H_β line, used throughout this work) form the appropriate π or σ overall profile. In the cathode fall region, we assume Doppler broadening only, since plasma broadening in this region is negligible. Therefore, to the each Stark component we have assigned Gauss function, which takes into account Doppler and instrumental broadening. Considering overall profile as the sum of all gaussians, we have fitted it to the experimental recordings, varying electric field intensity E and temperature T of hydrogen atoms. In the negative glow region, the difference between π and σ profiles disappears ($E \approx 0$), and the fitting procedure is reduced to the varying of T only. Here we shall discuss only the best-fit temperature results.

2. RESULTS AND DISCUSSION

The measurements have been performed at pressures of 195, 228 and 250 Pa and discharge currents of 20, 30 and 40 mA in pure hydrogen, and 240, 320 and 425 Pa of argon-hydrogen mixture (97% Ar : 3% H₂), at currents of 20 and 30 mA.

Typical results of Balmer H_β spectra recordings and fitting procedures in the cathode fall and negative glow regions of Grimm discharge in both investigated gases are shown in Fig. 1. Two graphs on the far right-hand side refer to the negative glow region, where no difference between two polarizations occurs. As reported before (Videnović et al., 1995), in pure hydrogen, best fits were achieved starting with assumption that two groups of excited atoms with considerably different velocities exist: so-called “slow” and “fast” neutrals with temperatures about 5 eV and 100 eV respectively. In argon-hydrogen mixture, only one group of energetic neutrals is detected, with temperatures about 40 eV. All the results, obtained in various experimental conditions are given in Table 1.

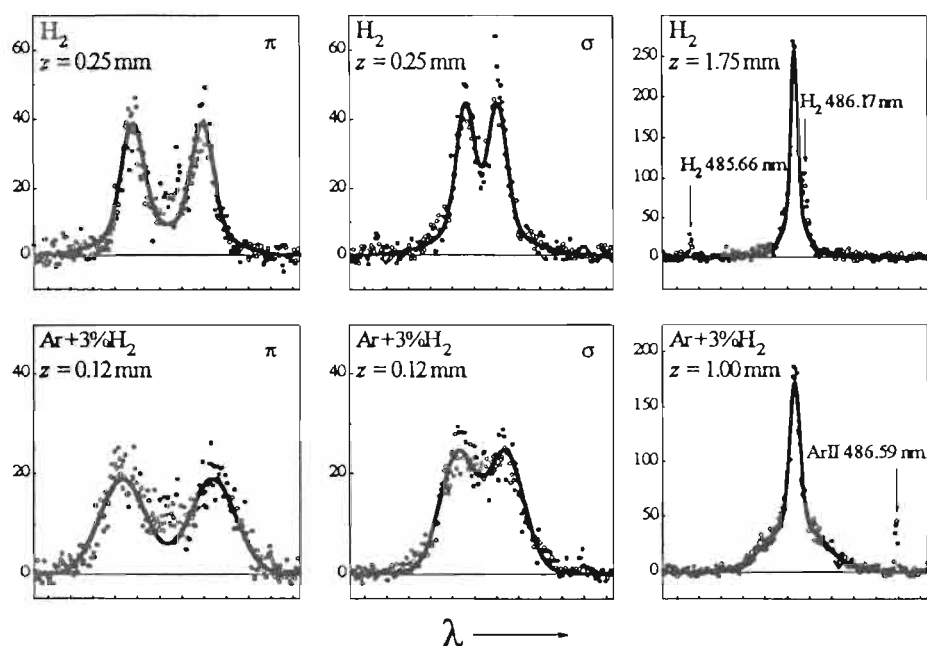


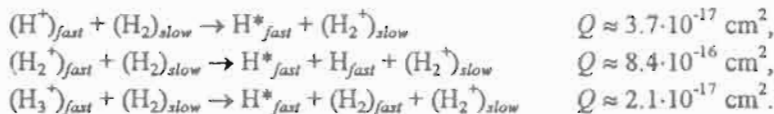
Fig. 1. Typical measured H_β line profiles and their best fits. z is the distance from the cathode. Two graphs on the far right-hand side refer to the negative glow region where no difference between polarized profiles occurs. The wavelength scale is given in 0.1 nm units. Discharge conditions: pure H₂: 228 Pa, 30 mA, 920 V; Ar+3%H₂: 320 Pa, 30 mA, 820 V.

Table 1. Best-fit temperatures (in eV) of excited hydrogen atoms in investigated regions, in various experimental conditions.

Working gas		Cathode fall	Negative glow
H ₂	“slow”	3.4 - 8.2	5.0 - 10.4
	“fast”	80 - 190	90 - 160
Ar+3%H ₂		32 - 43	49 - 59

2.1. PURE HYDROGEN DISCHARGE

In the cathode fall of pure hydrogen discharge, three principal ion species exist: H^+ , H_2^+ and H_3^+ . On their way to the cathode, they involve following charge exchange reactions:



where Q are the cross section data at about 100 eV laboratory ion energy (Phelps, 1990). Due to largest charge exchange cross section, H_2^+ has the lowest energy at the cathode surface. Using mass spectrometric results of Dexter et al. (1989) in a hydrogen glow discharge operating at 133 Pa, 6 mA and 500 V, Barbeau and Jolly (1990) calculated the mean energy of ions reaching the cathode surface (in eV):

$$\bar{E}_{H^+} = 170, \quad \bar{E}_{H_2^+} = 35, \quad \bar{E}_{H_3^+} = 75.$$

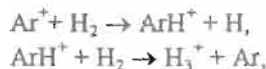
According to previous investigations (Petrović et al., 1992 and refs. [4,10] therein), the ions loose about 1/3 of the incident energy in the collision with the cathode. Therefore, energy of the backscattered hydrogen atoms at the cathode surface are (in eV):

$$\bar{E}_{H^+} = 114, \quad \bar{E}_{H_2^+} = 11.7, \quad \bar{E}_{H_3^+} = 16.8$$

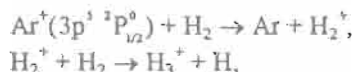
Hence, two groups of hydrogen atoms, originated from H^+ and H_3^+ ions, have enough energy to exceed threshold for Balmer lines excitation (for H_p , $\epsilon_{ext} = 12.76$ eV). The result of this simple calculation suggests the origin of "slow" and "fast" excited hydrogen atoms, see Table 1. "Slow" H atoms are, most likely, created after neutralization and fragmentation of H_3^+ ions. Temperatures of "slow" atoms varies in our case from 3.4-8.2 eV what corresponds to H_3^+ energies in the range 72-94 eV. On the other hand, the origin of "fast" excited H atoms, with temperatures between 80 eV and 190 eV, may be related to energetic H^+ ions only, with incident energies ranging from 140-300 eV. After the reflection from the cathode, both groups of neutrals collide mainly with H_2 and excite, see e.g. Kuraica and Konjević (1994).

2.2. DISCHARGE IN ARGON-HYDROGEN MIXTURE

In argon-hydrogen discharge, the presence of argon contributes to the efficient production of H_3^+ ions through following reactions:



and



see Kuraica and Konjević (1994) and the cross section data for above reactions (Phelps, 1990, 1992). Large concentration of H_3^+ ions increases the intensities of hydrogen line wings, see Fig. 1. Therefore, H_3^+ is now the dominating hydrogen ion and backscattered H atoms from the cathode originate mainly from this ion. The temperatures in range 32-43 eV corresponds to the incident H_3^+ energies of 134-168 eV. In comparison with pure

hydrogen, where "slow" H atoms are formed in the same way, here H_3^+ ions gain more energy in the cathode fall region. This could be related to the higher argon transparency for H_3^+ (mass ratio 3:40) in comparison with transparency of hydrogen matrix (3:2).

2.3. NEGATIVE GLOW REGION

In the negative glow region, the central narrow peak is induced by Stark and Doppler (gas temperature $T_g \approx 0.1$ eV) broadening, see Fig. 1. Analyzing lower, broader part of the profiles, in both investigated gases, the temperature increase have been detected, see Table 1. Although unexpected, this effect could be explained by the additional excitation of hydrogen atoms in collisions with electrons, whose concentration is about 10^{14} cm^{-3} in this part of the discharge (Kuraica et al., 1992). Since the electron-atom collisions change internal energy of atoms only, their temperature remains high. Actually, in this region, one has, most probably, the superposition of two profiles: one emitted by H atoms excited in collisions with matrix gas, and another, broader, induced by electron excitation of H atoms. Unfortunately, with present spectral resolution (see Videnović et al., 1995), we could not resolve these profiles.

Another argument in favour of this explanation can be supplied on the basis of expected exponential decrease of energetic H atoms number, due to collisions with matrix gas, along their path from the cathode towards negative glow region. The calculation, using total cross section data (Phelps, 1990) for collisions of neutral hydrogen atoms at 133.4 eV with H_2 (228 Pa, $T_g = 1000$ K and cathode dark space length $L = 0.16$ cm - typical value in pure hydrogen) shows that about 18% of reflected "fast" H atoms arrive to the negative glow without any collision. Similar calculation using total cross section data (Phelps, 1992) for collisions of H atoms at 75 eV with argon (320 Pa $T_g = 1000$ K and $L = 0.08$ cm - typical for Ar+3% H_2), shows that about 67% of reflected neutrals reach negative glow region without collisions. These percentages agree well with areas of lower, broader parts in comparison to overall profiles, see far right-hand side graphs in Fig. 1, and also explain the more pronounced effect of temperature increase in argon-hydrogen then in pure hydrogen discharge, see Table 1.

REFERENCES

- Baravian G., Chouan Y., Ricard A., Sultan G., 1987, *Appl. Phys.* **61**, 5249.
 Barbeau C., Jolly J., 1990, *J. Phys. D* **23**, 1168.
 Benesch W., Li E., 1984, *Opt. Lett.* **9**, 338.
 Cappelly A., Gottscho R. A., Miller T. A., 1985, *Plasma Chem. Plasma Process.* **5**, 317.
 Dexter A. C., Farrell T., Lees M. I., 1989, *J. Phys. D* **22**, 413.
 Grimm W., 1968, *Spectrochim. Acta* **23B**, 443.
 Kuraica M., Konjević N., 1992, *Phys. Rev. A* **46**, 4479.
 Kuraica M., Konjević N., 1994, *Phys. Scripta* **50**, 487.
 Kuraica M., Konjević N., Platiša M., Pantelić D., 1992, *Spectrochim. Acta* **47B**, 1173.
 Li Ayers E., Benesch W., 1988, *Phys. Rev. A* **37**, 194.
 Petrović Z. Lj., Jelenković B. M., Phelps A. V., 1992, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 325.
 Phelps A. V., 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 653.
 Phelps A. V., 1992, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **21**, 883.
 Videnović I., Kuraica M., Konjević N., 1995, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **50**, 139.

STARK PROFILES OF H_β LINE IN THE CATHODE FALL REGION OF AN ABNORMAL GLOW DISCHARGE

I. R. VIDENOVIC, M. M. KURAICA and N. KONJEVIC

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

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

Abstract. The theory of linear Stark effect has been employed to create numerical model of hydrogen Balmer H_β profiles in external electric field of cathode fall region. The influence of fine structure splitting to the shape of theoretical line profiles has been studied in details. An example of fitting the theoretical profiles to the experimental recordings of H_β line emitted from the cathode fall region of the Grimm-type abnormal glow discharge is presented.

1. INTRODUCTION

The presence of external electric field in the cathode fall region of glow discharges predominantly determines the shape of hydrogen Balmer lines. Recently, the polarization dependent Stark splitting of neutral hydrogen lines has been employed in several measurements of electric field strength in the cathode fall region of glow discharges (Barbeau and Jolly, 1991; Ganguly and Garscadden, 1991; Donkó et al., 1994). In this work, we have treated Stark profiles of H_β line, taking into account all components induced in transitions between sub-levels of neutral hydrogen atom in external electric field. The analysis of the influence of fine structure splitting to the shapes of H_β Stark profiles is also performed. Using least square method, the experimental data are fitted with theoretical profiles, providing results of local electric field intensity and temperature of excited hydrogen atoms.

2. THEORY

The splitting of energy levels of the hydrogen and hydrogen-like emitter in an external electric field is successfully described by both semiclassical and quantum mechanical theory of the linear Stark effect (see e.g. Condon and Shortley, 1977; Ryde, 1976). Both theories yield the same result: energy level with principal quantum number n is splitted into $(2n - 1)$ equidistant sub-levels determined by quantum number k ($|k| < n$). Therefore, spectral line emitted as a transition between energy levels 1 and 2 of hydrogen atom consists of numerous components. These components are polarized either linearly, parallel to the vector of external field E ($\Delta m = 0$, or π -components), or circularly, in the plane perpendicular to E ($\Delta m = \pm 1$, or σ -components). The way of polarization is determined by the parity of the integer $[(n_1 + k_1) - (n_2 + k_2)]$, so one has

$$\Delta(n+k) = \text{even integers} - \pi\text{-components,}$$

$$\Delta(n+k) = \text{odd integers} - \sigma\text{-components.}$$

The Stark manifolds of π and σ components of hydrogen Balmer H_β ($n_1 = 4 \rightarrow n_2 = 2$) line are presented schematically by vertical lines in Fig. 1.

Stark components are wavelength shifted from the line center by the value

$$(n_1 k_1 - n_2 k_2) \Delta \lambda_{\sigma}, \quad (1)$$

where $\Delta\lambda_0$ is the smallest shift determined by the local field intensity. According to Ryde (1976), for H_β line one has:

$$\Delta\lambda_0 [\text{nm}] = 1.52 \cdot 10^{-3} E [\text{kV/cm}] \quad (2)$$

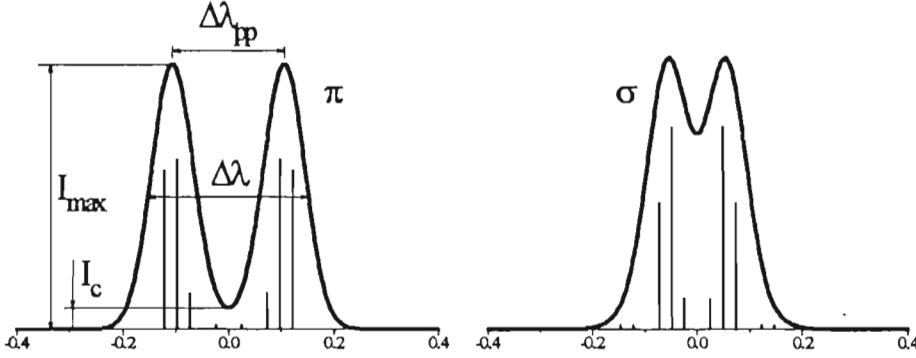


Fig. 1. Theoretical π and σ profiles of H_β line (thick solid lines) calculated for: 8 kV/cm electric field intensity, 5 eV temperature of excited hydrogen atoms and 0.014 nm instrumental half-width. Vertical lines represent theoretical Stark manifold, with relative intensities taken from Condon and Shortley (1977). Base lines: relative wavelengths in nm. The example of H_β (π) explain characteristic line profile parameters.

With the polarizer axis set parallel or perpendicular to the electric field, the appropriate (π or σ) overall profile is formed. The shape of these profiles depends also upon the resolution power of the spectral instrument used for observation. In order to create overall π and σ Stark profiles we assumed that plasma broadening in the cathode fall region may be neglected; calculations of Bogaerts et al. (1995) show that electron densities in the cathode dark space of analytical glow discharge do not exceed 10^7 cm^{-3} . Thus, to the each Stark component we have assigned Gauss function only. The full halfwidth $\Delta\lambda_\sigma$ of each gaussian results from Doppler, $\Delta\lambda_D$, and instrumental, $\Delta\lambda_I$, halfwidths:

$$\Delta\lambda_\sigma = \sqrt{\Delta\lambda_D^2 + \Delta\lambda_I^2} \quad (3)$$

In the case of hydrogen atom, Doppler halfwidth can be calculated from

$$\Delta\lambda_D = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{T} \quad (4)$$

where λ_0 is the central wavelength of the line and T is the temperature of the excited H atoms. The overall profile is calculated as the superposition of all components:

$$I(\lambda, E, T) = \sum_{i=1}^N I_{\omega} \exp \left\{ - \left[\frac{\lambda - (n_1 k_1 - n_2 k_2)_i \Delta\lambda_0}{\Delta\lambda_\sigma / 2 \sqrt{\ln 2}} \right]^2 \right\} \quad (5)$$

where I_{ω} are relative intensities (Condon and Shortley, 1977) and N is the total number of components which is equal to 10 for both H_β π and σ profiles. The examples of Stark polarized profiles, calculated for $E = 8 \text{ kV/cm}$, $T = 5 \text{ eV}$ and $\Delta\lambda_I = 0.014 \text{ nm}$ (our typical experimental conditions), are presented by thick solid curves in Fig. 1. The characteristic parameters of a line profile are given in this figure also: full halfwidth $\Delta\lambda$, peak-to-peak separation $\Delta\lambda_{pp}$ and maximum-to-central intensity ratio I_{\max}/I_c .

2.1. THE INFLUENCE OF FINE STRUCTURE SPLITTING

Theoretical Stark profiles obtained as described are symmetrical, see Fig. 1. It is important also to consider the influence of the fine structure splitting to the shape of π and σ profiles. The positions and intensities of the fine structure H_{β} Stark components, for electric fields of 2, 4 and 6 kV/cm, were calculated by Lüders (1951). We have compared π and σ H_{β} line profiles evaluated from Eq. (5) with those calculated using Lüders' component manifold for the same electric field intensities in the temperature range 0.1-100 eV. Temperature dependencies of the line characteristic parameters $\Delta\lambda$, $\Delta\lambda_{pp}$ and I_{\max}/I_c , calculated with and without fine structure splitting are shown in Fig. 2. From the analysis of data in this figure one can conclude that halfwidth of the profile and separation between peaks do not differ very much for these two sets of results. Differences in $\Delta\lambda$ for π and σ profiles do not exceed 3% and 14% respectively. $\Delta\lambda_{pp}$ for π and σ do not differ more than 9% and 13% respectively. The only significant differences in I_{\max}/I_c occur for the π profile at low temperatures, see Fig. 2. In our experimental conditions, however, temperatures of excited H atoms in the cathode fall region are of the order or higher than 5-6 eV (see Videnović et al., this Volume). From the dependencies of H_{β} line parameters one may generally conclude that differences between parameters of the π and σ profiles calculated with and without fine structure splitting completely disappear at temperatures higher than 12 eV. Therefore, in order to simplify the analysis of experimental data, we neglected the influence of fine structure splitting to the line profiles. Our experimental profiles are thus fitted with corresponding symmetric profiles (5) obtained by varying electric field intensity E and temperature T of excited H atoms.

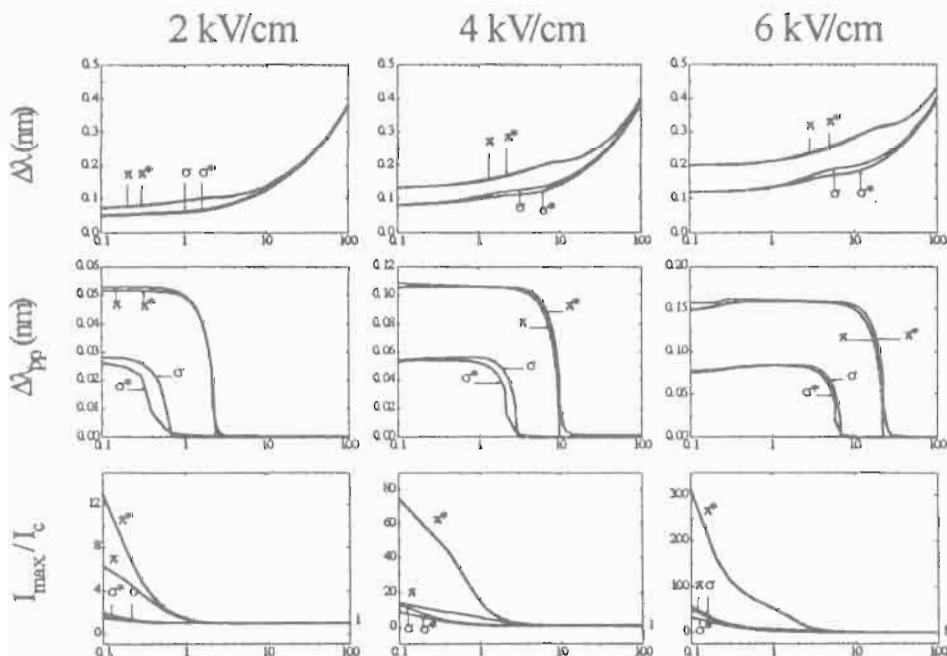


Fig. 2. Temperature (in eV) dependencies of characteristic line parameters of π and σ H_{β} Stark profiles. Line profile parameters calculated using fine structure splitting manifold (Lüders, 1951) are denoted with asterisks.

2.2. FITTING THE EXPERIMENTAL LINE PROFILES

Experimental setup for the spectroscopic measurements of the radiation emitted from the cathode fall region of the Grimm-type abnormal glow discharge is fully described elsewhere (Kuraica et al., 1992; Videnović et al., 1995). Typical results of Balmer H_{β} spectra recordings in the vicinity of the cathode of pure hydrogen and argon-hydrogen mixture ($\text{Ar}+3\%\text{H}_2$) discharge, their best-fits and results of local electric field intensity obtained in this way are shown in Fig. 3. The more complex discussion of the best-fit temperature results is the subject of another report of Videnović et al. in this Volume.

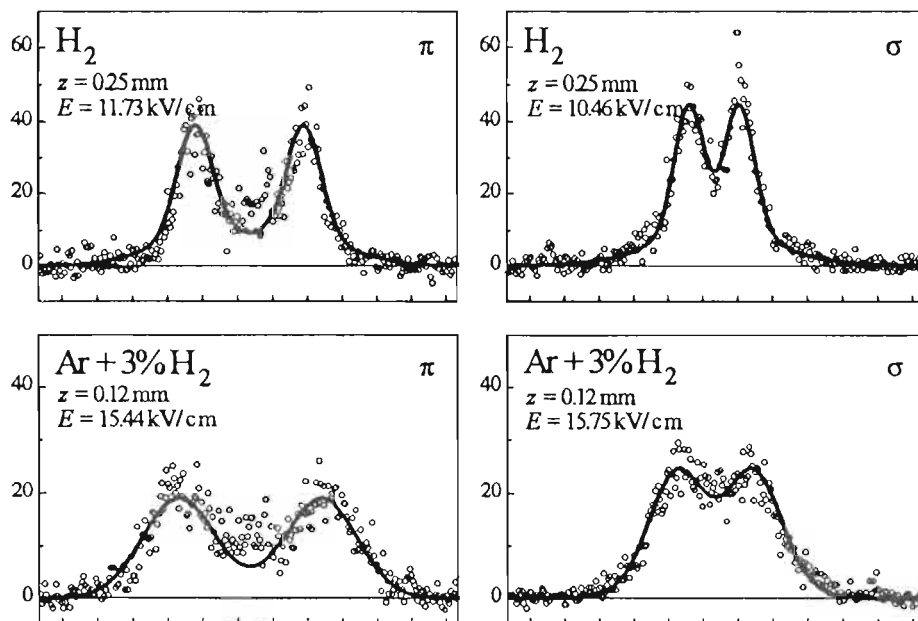


Fig. 3. Typical measured H_{β} Stark profiles in the vicinity of the cathode and their best fits. z is the distance from the cathode. The wavelength scale is given in 0.1 nm units.

REFERENCES

- Barbeau C., Jolly J., 1991, *Appl. Phys. Lett* **58**, 237.
 Condon E. U., Shortley G. H., 1977, *The theory of atomic spectra*, University Press, Cambridge.
 Donkó Z., Rózsa K., Tobin R. C., Peard K. A., 1994, *Phys. Rev. E* **49**, 3283.
 Ganguly B. N., Garscadden A., 1991, *J. Appl. Phys.* **70**, 621.
 Grimm W., 1968, *Spectrochim. Acta* **23B**, 443.
 Lüders G., 1951, *Ann. Phys.* **8**, 301.
 Kuraica M., Konjević N., Platiša M., Pantelić D., 1992, *Spectrochim. Acta* **47B**, 1173.
 Ryde N., 1976, *Atoms and Molecules in Electric Fields*, Almquist & Wiksell International, Stockholm.
 Videnović I., Kuraica M., Konjević N., 1995, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **50**, 139.

THE BIOCOMPATIBLE PLASMA SPRAYED COATINGS

P. VITIAZ, A. ILYSCHENKO, S. SOBOLEVSKIJ, V. OKOVITY

Powder Metallurgy Institute, Platonov Str.41, Minsk, 220071, Republic of Belarus

Abstract. This paper reveals the aspects of the research and development for the formation of biocompatible plasma spraying coatings on implants.

Various methods of biomaterial processing for the production of implants are known. In the case of applying metals and alloys as implant materials which are used with preference, their biocompatible behaviour in the human body is not satisfactory. The required mechanical properties limit the size and applicability for pure ceramic implants. One of the most modern and successful developments, combining the mechanical properties and the demanded surface properties, has been thermal spraying. Creating new coated composite materials for implants, atmospherical plasma spraying (APS) of different bioactive materials onto titanium substrates, allow a chemical bond between tissue and bioactive implant surface.

The bioactive nature and the permanence of some compact glassceramics has been known for many years. Recently, glassceramic coatings on titanium alloys have been found to combine strenght, ductility and lase of fabrication of metal, with the bioactivity and therefore bone bonding characteristics of glassceramics. In the case of our research, the used glassceramics consists of SiO_2 , CaO , MgO , CaF_2 , $\text{Ca}_3(\text{PO}_4)_2$, Na_2O and K_2O .

First step in the coating production is manufacturing suitable powders by spray drying. This is one of the most critical point in thermal spraying since due to the poor flow characteristics in the powder feeding system of some bioactive spray powders, the biomaterials are agglomerated to get powder of suitable morphology and particle size distribution for the different thermal spray technologies. After the process of agglomeration, the powders are heated to stabilize their shape and mechanical strenght.

After optimization of powder production and of the spray processes, investigations are held to determine phase composition and mechanical properties of the sprayed coatings. Optical and scanning electron microscope investigation are used to document the different microstructures. Further, the determination of the mechanical properties, especially the bond strenght of the coatings is also an important point.

LASER SPUTTERING OF TiB₂ THIN FILMS DEPOSITED ON Al BASED SUBSTRATE

B. Gaković, T. Jokić and T. Nenadović

Institute of Nuclear Sciences "Vinča", P.O.B. 522, 11001 Begrade, Yugoslavia

Any type of incident beam may be used to study the interaction phenomena with solids. The most commonly used are charged and uncharged particle beams. Laser sputtering occurs due to the photon beam interaction with solid and involves different processes that can be responsible for material removal: thermal sputtering, hydrodynamical sputtering, exfoliation and electronic sputtering /1/. These processes depend on beam intensity, wave length of radiation, pulse duration as well as on the target characteristics.

In this work some results of laser sputtering of titandiborade (TiB₂) thin films are presented. The layer was deposited, on aluminum based substrate, by e-beam evaporation. The surface bombardment was performed with a single-pulse focused Nd:YAG laser beams. The collector set-up allows the bombardment with a zero angle of incidence. SEM analyses of the morphological features have shown that the energy deposition over the spot area was non-uniform.

The investigation of the morphological changes induced during the interaction of the laser beam with thin film have shown a strong dependence on the laser beam power density and the parameters which define the thin film properties /2/. The damage threshold is a function of film thickness and increases with increase in the thickness. For the single laser pulses, exfoliation was main effect which defines the laser sputtering. Laser bombardment with 10-100 pulses has shown that melting and vaporization were dominant, hence thermal sputtering and hydrodynamical sputtering were the processes that contribute to material removal /3/.

The sputtering yield is a function of laser beam power density. It increases with increase in the laser beam power density, reaches a maximum value and then decreases as a result of plasma screening of the target.

/1/. J. Rothenberg and R. Kely, Nuc. Instr. Meth. B 1 (1984) 291

/2/. M. Nenadović, T. P. Mihać and Z. Lj. Rakočević, Thin Solid Films
218 (1992) 247

/3/. B. Gaković T. Nenadović, . Rakočević, N. Bibić S. Jovičević,
Zbornik matice srpske, 85 (1994) 53

ELECTRON-IMPACT BROADENING OF NEUTRAL STRONTIUM LINES IN STELLAR AND LABORATORY PLASMAS

M. S. DIMITRIJEVIĆ¹ and S. SAHAL-BRÉCHOT²

¹*Astronomical Observatory, Volgina 7, 11050 Belgrade, Yugoslavia*
E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu

²*Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex, France*
E-mail sahal@obspm.fr

Abstract. Using a semiclassical approach, we have calculated electron-, proton-, and ionized helium-impact line widths and shifts for 33 Sr I multiplets for perturber densities 10^{13} cm^{-3} (for stellar plasma research) and 10^{15} – 10^{18} cm^{-3} (for laboratory plasma research) and temperatures $T = 2,500 - 50,000$ K. A part of results is shown and discussed.

1. INTRODUCTION

We are making a continuous effort to provide an as much as possible more complete set of semiclassical Stark-broadening parameters needed for research of astrophysical, laboratory and laser produced plasma. A review of our results is presented in Dimitrijević, 1996). Such set of data is not only of interest *e.g.* for stellar plasma diagnostic, opacity calculations or the investigation/modelling of stellar spectra or a particular line, but as well for different examinations of regularities and systematic trends for *e.g.* homologous atoms (Dimitrijević and Popović, 1989) or in general (Purić *et al.* 1991). Strontium lines are present in solar and stellar spectra. *E.g.* Komarov & Basak (1993) have found neutral strontium lines in the spectra of Sun and two Praesepe's stars. They are also of interest since Sr is one of thermonuclear s - processes product in stars and its overabundance is observed in CH and metal deficient barium stars (Šleivytė & Bartkevičius, 1995). Neutral strontium lines are also of interest for the investigation of laboratory plasmas. Consequently, Kato *et al.* (1984) investigated wavelength shifts of Sr I lines emitted by an inductively coupled plasma and Karabut *et al.* (1980) dynamics of strontium line shapes during a pulsed discharge. Such lines have been considered theoretically as well by Davis (1972), for research of a laser - generated barium plasma. In order to continue our research of Stark broadening parameters needed for the investigation of astrophysical and laboratory plasmas and to provide the needed Stark broadening data, we have calculated within the semiclassical-perturbation formalism (Sahal-Bréchet, 1969ab) electron-, proton-, and ionized helium-impact line widths and shifts for 33 Sr I multiplets. The obtained results will be published elsewhere. Here, a part of results is shown as an illustration.

Table 1. This table shows electron-, and proton-impact broadening parameters for Sr I for a perturber density of 10^{15} cm^{-3} and temperatures from 2,500 up to 50,000 K. Transitions and averaged wavelengths for the multiplet (in Å) are also given. If one divides c value with the linewidth value, we obtain an estimate for the maximum perturber density (in cm^{-3}) for which the line may be treated as isolated and tabulated data may be used. The asterisk identifies cases for which the collision volume multiplied by the perturber density (the condition for validity of the impact approximation) lies between 0.1 and 0.5.

PERTURBER DENSITY= 1.E+15cm-3					
PERTURBERS ARE :		ELECTRONS		PROTONS	
TRANSITION	T(K)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
5S - 5P 4608.6 Å C= 0.33E+18	2500.	0.227E-02	0.326E-04	0.780E-03	-0.119E-03
	5000.	0.229E-02	0.267E-03	0.782E-03	-0.133E-03
	10000.	0.236E-02	0.419E-03	0.785E-03	-0.150E-03
	20000.	0.258E-02	0.504E-03	0.791E-03	-0.175E-03
	30000.	0.279E-02	0.430E-03	0.797E-03	-0.181E-03
	50000.	0.316E-02	0.337E-03	0.809E-03	-0.197E-03
5S - 6P 2932.7 Å C= 0.54E+17	2500.	0.828E-02	0.623E-02	0.228E-02	0.160E-02
	5000.	0.901E-02	0.608E-02	0.246E-02	0.185E-02
	10000.	0.983E-02	0.473E-02	0.268E-02	0.211E-02
	20000.	0.108E-01	0.365E-02	0.294E-02	0.240E-02
	30000.	0.111E-01	0.316E-02	0.311E-02	0.258E-02
	50000.	0.112E-01	0.238E-02	0.337E-02	0.282E-02
5S - 7P 2570.2 Å C= 0.31E+17	2500.	0.146E-01	0.421E-02	0.350E-02	0.921E-03
	5000.	0.183E-01	0.573E-02	0.354E-02	0.106E-02
	10000.	0.220E-01	0.673E-02	0.358E-02	0.121E-02
	20000.	0.252E-01	0.667E-02	0.365E-02	0.137E-02
	30000.	0.268E-01	0.603E-02	0.370E-02	0.148E-02
	50000.	0.283E-01	0.515E-02	0.378E-02	0.161E-02
6S - 6P 28517.3 Å C= 0.51E+19	2500.	0.750	0.417	0.193	0.127
	5000.	0.896	0.280	0.207	0.146
	10000.	1.12	0.148	0.223	0.167
	20000.	1.28	0.592E-01	0.243	0.189
	30000.	1.35	0.625E-02	0.256	0.204
	50000.	1.42	-0.203E-01	0.276	0.222
6S - 7P 12026.3 Å C= 0.67E+18	2500.	0.312	0.810E-01	0.758E-01	0.149E-01
	5000.	0.393	0.105	0.764E-01	0.171E-01
	10000.	0.482	0.118	0.770E-01	0.194E-01
	20000.	0.572	0.974E-01	0.778E-01	0.220E-01
	30000.	0.623	0.910E-01	0.786E-01	0.237E-01
	50000.	0.672	0.876E-01	0.799E-01	0.262E-01
5P - 6S 11244.4 Å C= 0.20E+19	2500.	0.538E-01	0.355E-01	0.113E-01	0.948E-02
	5000.	0.608E-01	0.423E-01	0.125E-01	0.108E-01
	10000.	0.663E-01	0.486E-01	0.139E-01	0.123E-01
	20000.	0.707E-01	0.491E-01	0.155E-01	0.139E-01
	30000.	0.734E-01	0.452E-01	0.165E-01	0.149E-01
	50000.	0.790E-01	0.375E-01	0.179E-01	0.163E-01

PERTURBER DENSITY= 1.E+15cm-3					
PERTURBERS ARE :					
TRANSITION	T(K)	ELECTRONS		PROTONS	
		WIDTH(Å)	SHIFT(Å)	WIDTH(Å)	SHIFT(Å)
5P - 7S	2500.	0.149	0.107	*0.308E-01	*0.247E-01
5971.7 Å	5000.	0.161	0.118	0.346E-01	0.296E-01
C= 0.17E+18	10000.	0.166	0.114	0.389E-01	0.345E-01
	20000.	0.170	0.969E-01	0.438E-01	0.397E-01
	30000.	0.172	0.828E-01	0.470E-01	0.428E-01
	50000.	0.172	0.666E-01	0.515E-01	0.471E-01
5P - 8S	2500.	0.450	0.299		
5166.9 Å	5000.	0.462	0.287		
C= 0.32E+17	10000.	0.472	0.236	*0.125	*0.103
	20000.	0.466	0.179	*0.141	*0.122
	30000.	0.450	0.142	*0.152	*0.133
	50000.	0.427	0.977E-01	*0.168	*0.147
6P - 7S	2500.	2.23	1.45	0.427	0.339
23011.7 Å	5000.	2.55	1.56	0.478	0.405
C= 0.25E+19	10000.	2.79	1.51	0.536	0.471
	20000.	3.00	1.28	0.603	0.541
	30000.	3.09	1.11	0.647	0.584
	50000.	3.12	0.900	0.710	0.641
6P - 8S	2500.	3.49	2.27		
14380.1 Å	5000.	3.63	2.08		
C= 0.25E+18	10000.	3.78	1.56	*0.961	*0.792
	20000.	3.80	1.10	* 1.09	*0.935
	30000.	3.69	0.861	* 1.17	* 1.02
	50000.	3.52	0.524	* 1.29	* 1.13
5P - 5D	2500.	0.498E-01	-0.233E-01	0.107E-01	-0.717E-02
7675.2 Å	5000.	0.516E-01	-0.162E-01	0.115E-01	-0.824E-02
C= 0.37E+18	10000.	0.564E-01	-0.988E-02	0.124E-01	-0.939E-02
	20000.	0.582E-01	-0.530E-02	0.135E-01	-0.106E-01
	30000.	0.590E-01	-0.366E-02	0.143E-01	-0.114E-01
	50000.	0.600E-01	-0.242E-02	0.155E-01	-0.125E-01
5P - 6D	2500.	0.123	-0.666E-01	*0.282E-01	-0.200E-01
5544.9 Å	5000.	0.129	-0.531E-01	0.310E-01	-0.239E-01
C= 0.60E+17	10000.	0.141	-0.350E-01	0.343E-01	-0.278E-01
	20000.	0.150	-0.206E-01	0.383E-01	-0.319E-01
	30000.	0.154	-0.129E-01	0.410E-01	-0.344E-01
	50000.	0.158	-0.668E-02	0.451E-01	-0.378E-01
5P - 7D	2500.	0.124	-0.605E-01	*0.347E-01	-0.172E-01
4966.9 Å	5000.	0.142	-0.490E-01	*0.365E-01	-0.206E-01
C= 0.77E+17	10000.	0.176	-0.317E-01	0.385E-01	-0.240E-01
	20000.	0.213	-0.183E-01	0.410E-01	-0.276E-01
	30000.	0.231	-0.118E-01	0.428E-01	-0.298E-01
	50000.	0.252	-0.390E-02	0.454E-01	-0.327E-01
5P - 8D	2500.	0.236	-0.910E-01		
4689.9 Å	5000.	0.295	-0.594E-01	*0.667E-01	-0.360E-01
C= 0.40E+17	10000.	0.372	-0.382E-01	*0.706E-01	-0.428E-01
	20000.	0.440	-0.166E-01	*0.749E-01	-0.497E-01
	30000.	0.477	-0.750E-02	*0.778E-01	-0.539E-01
	50000.	0.510	0.247E-02	0.820E-01	-0.595E-01

2. RESULTS AND DISCUSSION

The used formalism has been discussed in detail in Sahal - Bréchet (1969ab) and a brief summary is given in Dimitrijević *et al.* (1991). Energy levels for Sr I lines have been taken from Moore (1971). Oscillator strengths have been calculated by using the method of Bates & Damgaard (1949) and the tables of Oertel & Shomo (1968). For higher levels, the method described by Van Regemorter *et al.* (1979) has been used. We note that Gruzdev (1967) has found that the semiempirical and Hartree - Fock calculations of Sr I oscillator strengths agree fairly well with the f values calculated by the method of Coulomb approximation.

In addition to electron-impact full halfwidths and shifts, Stark-broadening parameters due to proton-, and He II- impacts have been calculated. Our results for 33 Sr I multiplets, for perturber densities 10^{13} cm^{-3} (for stellar plasma research) and $10^{15} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (for laboratory plasma research) and temperatures $T = 2,500 - 50,000 \text{ K}$, will be published elsewhere (Dimitrijević and Sahal - Bréchet, 1996). As an illustration, a part of results is shown in Table 1, for perturber density of 10^{15} cm^{-3} . For each value given in Table 1, the collision volume (V) multiplied by the perturber density (N) is much less than one and the impact approximation is valid (Sahal-Bréchet, 1969ab). Values for $NV > 0.5$ are not given and values for $0.1 < NV \leq 0.5$ are denoted by an asterisk. When the impact approximation is not valid, the ion broadening contribution may be estimated by using quasistatic approach (Sahal-Bréchet 1991 and Griem 1974). The accuracy of the results obtained decreases when broadening by ion interactions becomes important.

References

- Bates, D.R. and Damgaard, A. : 1949, *Trans.Roy.Soc. London, Ser. A* **242**, 101.
 Davis, J. : 1972, *JQSRT* **12**, 1351.
 Dimitrijević, M.S. : 1996, *Zh. Prikl. Spektrosk* in press
 Dimitrijević, M.S. and Popović, M.M. : 1989, *Astron. Astrophys.* **217**, 201.
 Dimitrijević, M.S., Sahal-Bréchet, S., and Bommier, V. : 1991, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **89**, 581.
 Dimitrijević, M. S., and Sahal-Bréchet, S. : 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, submitted.
 Griem, H. R. : 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York.
 Gruzdev, P.F. : 1967, *Opt. Spektrosk.* **22**, 169.
 Karabut, E.K., Kravchenko, V.F., Mikhalevskii, V.S. : 1980, *Opt. Spectrosc.* **48**, 386.
 Kato, K., Fukushima, H., Nakajima, T. : 1984, *Spectrochim. Acta B* **39**, 979.
 Komarov, N.S., and Basak, N.Yu. : 1993, *Astron. Zh.* **70**, 111.
 Moore, C.E. : 1971, *Atomic Energy Levels Vol. II*, NSRDS-NBS 35, U.S. Govt. Print. Office, Washington.
 Oertel, G.K. and Shomo, L.P. : 1968, *Astrophys. J. Suppl. Series* **16**, 175.
 Purić, J., Dimitrijević, M.S. and Lesage, A. : 1991, *Astrophys. J.* **382**, 353.
 Sahal-Bréchet, S. : 1969a, *Astron. Astrophys.* **1**, 91.
 Sahal-Bréchet, S. : 1969b, *Astron. Astrophys.* **2**, 322.
 Sahal-Bréchet, S. : 1991, *Astron. Astrophys.* **245**, 322.
 Sleivyte, J., Bartkevičius, A. : 1995, *Vilniaus Astronomijos Observatorijos Biuletenis* **85**, 3.
 Van Regemorter, H., Hoang Binh Dy, and Prud'homme, M. : 1979, *J.Phys.B* **12**, 1073.

ON THE STARK WIDTH REGULARITIES ALONG A SODIUM LIKE ISOELECTRONIC SEQUENCE

S. DJENIŽE and J. LABAT

*Faculty of Physics, University of Belgrade
P.O.B. 368, 11001 Belgrade, Serbia, Yugoslavia*

Abstract. Recent values of the spectral lines Stark widths (calculated and measured since 1988) for multiply ionized atoms of the third period of the Periodic system, have been compared to the values previously predicted by us. These were found from the established regularities of the Stark widths along Na-like isoelectronic sequence for 4s-4p type of transition. The new data fit favourably to the established trend along the mentioned sequence, allowing thus to predict further the Stark width values for even higher ionization states (such as KIX-TiXII), that have not been calculated or measured before, but are of a considerable astrophysical interest.

1. INTRODUCTION

Extensive studies of the star atmospheres (effective temperature $\approx 10^5 - 10^6$ K) on the basis of the shape and position of spectral lines emitted by atomic or ionic emitters, have enhanced an effort to develop a fast and reliable method to find the Stark widths of spectral lines. Namely, Stark broadening is a principal broadening mechanism in a plasmas of $10^{22} - 10^{27} \text{ m}^{-3}$ electron density. On the basis of Stark HWHM (half-width at half intensity maximum, w) values it is possible to obtain the other basic plasma parameters e.g. electron temperature (T) and density (N). The simplest way to estimate the values of w is to use an established regularities of w along the isoelectronic sequences for a given type of quantum transition (Purić et al 1988, and references therein). For the case of elements from the third period of the Periodic system, that have large abundance in the atmospheres of hot stars, the simple trend has been established from experimental and theoretical w data for spectral lines from ionic spectra, including as a highest ionized states CIIV and ArIV, obtained for various plasmas with the electron temperature not exceeding 60 000 K (Purić et al 1988). In the meantime, since 1988, the results of new experiments have been published and theoretical calculations have been performed, on the basis of semiclassical perturbation formalism, for ionized states : MgII (Dimitrijević & Sahal Bréchet 1995b) PV (Dimitrijević & Sahal Bréchet 1995a) and SVI (Dimitrijević & Sahal-Bréchet 1993).

The main objective of this study is to compare the recent experimental and theoretical Stark HWHM results with the values that follow from previously established regularities and, on that basis, to predict the w values for highly ionized atoms (up to 11 times) for temperatures of the order of 10^5 K.

2. REGULARITIES

On the basis of the existing experimental and theoretical results of a stark HWHM of the spectral lines from a Na-like (NaI, MgII, AlIII, SiIV, PV, SVI, CIVII, ArVIII) isoelectronic sequence it was found (Purić et al 1988) that simple analytical relationship exists between w and correspondent upper-level ionization potential (I) of a particular spectral line for the same type of the transition. The found relationship, normalized to a $N = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ electron density, is of a form :

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

The upper-level ionization potential I (in eV) and the net core charge z ($z = 1, 2, 3, \dots$ for neutral, singly, doubly, ... ionized atoms) specify the emitting ions, while the electron temperature T (in K) characterizes the assembly. The coefficients a and b are independent of I , z and T . For the Na-like (4s-4p transition) isoelectronic sequence the dependence is expressed as :

$$w_{\text{Na-like}} = 1.91 \times 10^{14} z^2 T^{-1/2} I^{-1.59} (\text{rad/s}) \quad (2)$$

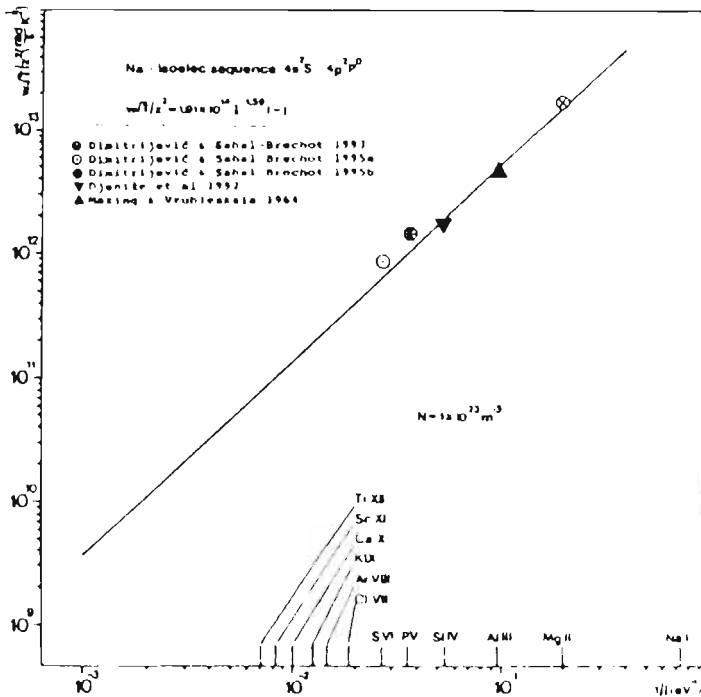


Fig. 1.

On the basis of Eq.(2) it was possible to predict w values for the spectral lines from the high ionized states, like CIVII and ArVIII, not measured or calculated before. These predictions were summarized in Purić et al (1988).

In the meantime measurements of w have been repeated for the lines already measured, such as emitters SiIV (Djeniže et al 1992). Experimental values for AlIII,

althoug published quite a long time ago (Mazing & Vrubleskaia 1964) will also be included, for the first time, into considerations of regularities.

In Figure 1 we present graphically (in log-log scale) reduced Stark widths ($wT^{1/2}z^{-2}$) vs inverse value of the upper-level ionization potential for Na-like isoelectronic sequence. The full line represent the predicted values on the basis of early established regularities (Eq.2), while the new experimental and calculated values are given by various symbols.

3. DISCUSSION

For sodium-like isoelectronic sequence the agreement of recent experimental values with predicted on the basis of Eq.(2) is excellent (AlIII, SiIV), while theoretical Stark HWHM values are in average for 20% larger (MgII, PV, SVI) (see Fig.1). This, together with previous arguments proves that Eq.(2) is reliable for description of regularities of Stark HWHM along the sodium-like isoelectronic sequence for $4s^2S-4p^2P^0$ transition.

4. PREDICTIONS

On the basis of confirmed regularities of Stark HWHM values along the sodium-like isoelectronic sequence, up to the five times ionized sulfur atoms, follows a possibility of further predictions. By extrapolation we have now predicted Stark HWHM values for sodium-like isoelectronic sequence for $4s-4p$ transitions from KIX to TiXII. Wavelengths of mentioned transitions lie in the range 120-170 nm, that is very convenient for spectroscopic observations by orbital telescopes in the far UV spectrum. The selected emitters belong to the class of very interesting radiation sources in astrophysical and laboratory plasmas of high temperature.

Predicted values of Stark HWHM for spectral lines of highly ionized emitters are presented in Tab.1, along with the electron temperatures at which these emitters are expected at the electron density of $N = 1 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Relevant atomic parameters are taken from Bashkin & Stoner (1978).

Emitter	Transition	λ (nm)	T(10^6 K)	$2w(10^{-1}\text{nm})$
KIX	$4s^2S-4p^2P^0$	165	0.5	$0.0057 \pm 25\%$
CaX		146	0.5	$0.0041 \pm 25\%$
ScXI		131	0.5	$0.0030 \pm 25\%$
TiXII		119	0.5	$0.0022 \pm 25\%$

To the knowledge of the authors, calculations of Stark HWHM for investigated spectral lines have not been performed (Fuhr & Lesage 1993).

Acknowledgements

This research as a part of the project "Plasma Spectroscopy" was supported by Ministry of Science and Technology of the Republic of Serbia.

References

- Bashkin S., Stoner J.O. : 1978, "Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams" Vol. 2, North Holland, Amsterdam.
- Dimitrijević M.S., Sahal-Bréchet S. : 1993, *A&A S.S.* **100**, 91.
- Dimitrijević M.S., Sahal-Bréchet S. : 1995a, *Proceed. the 1st YU CSLS, Publ. Obs. Astron. Belgrade*, **50**, 51.
- Dimitrijević M.S., Sahal-Bréchet S. : 1995b, *Bull. Astron. Belgrade*, **151**, 101.
- Djeniže S., Srećković A., Labat J., Purić J., Platiša M. : 1992, *J. Phys. B* **25**, 785.
- Fuhr J.R., Lesage A. : 1993, *Bibliography on Atomic Line Shapes and Shifts (July 1978 through March 1992)* NIST Special Publication 366, Supp. 4 U.S.D.C., National Institute of Standards and Technology.
- Mazing M.A., Vrubleskaia N.A. : 1964, *Optics and Spectroscopy (in Russian)* **XVI**, 11.
- Purić J., Djeniže S., Labat J., Platiša M., Srećković A., Ćuk M. : 1988, *Z. Phys. D* **10**, 431.

STARK PARAMETERS TEMPERATURE DEPENDENCE OF THE Ar I 425.9 nm LINE

S. DJUROVIĆ¹, Z. MIJATOVIĆ¹, R. KOBILAROV¹ and N. KONJEVIĆ²

¹*Institute of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia*

²*Institute of Physics, P.O. Box 68, 11080 Belgrade, Yugoslavia*

1. INTRODUCTION

In this paper we report the results of experimental study of the Ar I 425.9 nm line ($4s' [1/2]^0 - 5p' [1/2]$) Stark width and shift temperature dependence with an emphases to the low temperature region where broadening parameters are relatively small and difficult to measure. These results are used for the testing of the theory in the low temperature region. The linear dependence of the Stark broadening upon electron density has been tested and proven in a number of experiments (Griem, 1974; Konjević and Roberts, 1976; Konjević et al., 1984; Konjević and Wiese, 1974, 1990). These parameters upon electron temperature in a wider temperature range has been tested only in a few cases (for example see Shumaker, 1974). Our results in conjunction with other experimental data obtained at higher electron densities and temperatures are also used for the testing of semiclassical theory Griem (1974) in a wider temperature range.

2. EXPERIMENTAL

For the plasma source an atmospheric pressure wall stabilized electric arc is used. For diagnostic purposes 4 % H₂ is mixed with pure argon. The current of 30 A was supplied to the arc by a current-stabilized power supply with stability of 0.3 %. The plasma observations were performed side-on with a 1m monochromator and photomultiplier tube. The signals from the photomultiplier were led to the digitizing oscilloscope working in the averaging mode. For the shift measurements, the low pressure argon lamp with microwave excitation is used as a source of unshifted line. The light from the arc plasma and from the reference source is focused on to the entrance slit of the monochromator alternatively by means of light chopper. The stepping motor of the monochromator, light copper and oscilloscope are controlled by the personal computer. The same computer is used for data acquisition.

An electron density (N_e) in the range $(0.47 - 3.50) \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$ is determined from the width of Balmer H $_{\beta}$ line (Vidal et al., 1973). The electron temperature (T_e) in the range (8900 - 11000) K is obtained from plasma composition data evaluated as described in White et al. (1958).

3. RESULTS AND DISCUSSION

The spectral line profiles, recorded side-on from the stabilized arc are Abel-inverted (Djurović et al.). The argon line Abel profiles are treated by computer program developed for deconvolution of Gaussian (instrumental and Doppler) profile and $j_{A,R}(x)$ profile (Mijatović et al., 1993) to obtain measured Stark full-halfwidth, w_m , data. The spectral line profiles from the reference are fitted by least square method to Gaussian profiles. The shift of plasma broadened lines is measured at the halfwidth, d_{mh} , and at the peak, d_{mp} , of line profile. All experimental widths and shifts are corrected for Van der Waals broadening (Griem, 1964). The experimental results and comparison with semiclassical theory data together with corresponding electron density and temperature are given in Table 1. The estimated errors for N_e , T_e , w_m , and d_m are $\pm 8-11\%$, $\pm 2-3\%$, $\pm 5-10\%$ and $\pm 4-12\%$ respectively from the largest to smallest electron density and temperature. The theoretical widths and shifts are corrected for Debye shielding effect (Griem, 1974).

Table 1. Measured values and comparisons with the theory (Griem, 1974).

N_e (10^{22} m^{-3})	T_e (K)	w_m (nm)	w_m/w_t	d_{mh} (nm)	d_{mh}/d_{th}	d_{mp} (nm)	d_{mp}/d_{tp}
3.50	11070	0.071	0.70	0.038	0.75	0.036	0.70
3.40	11040	0.070	0.70	0.037	0.75	0.035	0.69
3.30	10980	0.066	0.69	0.036	0.76	0.034	0.69
3.30	10890	0.062	0.68	0.034	0.75	0.032	0.69
2.70	10690	0.057	0.72	0.030	0.77	0.028	0.65
2.40	10540	0.049	0.71	0.025	0.73	0.024	0.69
2.00	10310	0.042	0.74	0.023	0.79	0.021	0.72
1.70	10120	0.035	0.73	0.019	0.75	0.018	0.72
1.40	9930	0.030	0.75	0.016	0.79	0.016	0.77
1.05	9680	0.024	0.80	0.012	0.77	0.012	0.76
0.90	9470	0.019	0.75	0.009	0.71	0.009	0.71
0.70	9260	0.014	0.70	0.008	0.75	0.008	0.74
0.60	9130	0.012	0.73	0.007	0.77	0.007	0.76
0.47	8900	0.010	0.81	0.006	0.85	0.006	0.83

The comparison of the experimental and theoretical data in Table 1 shows that experimental results for both, widths and shifts, are systematically smaller than semiclassical theoretical data (Griem, 1974). In order to extend the temperature region of the comparison and to compare with other experiments (Gericke, 1961; Powel, 1966; Schulz and Wende, 1968; Bues et al., 1969; Morris and Morris, 1970; Musielok et al., 1976; Klein and Mainers, 1977; and Jones et al., 1986) the ratios w_m/w_t and d_{mp}/d_{tp} are introduced together with our data in Figs. 1 and 2 respectively.

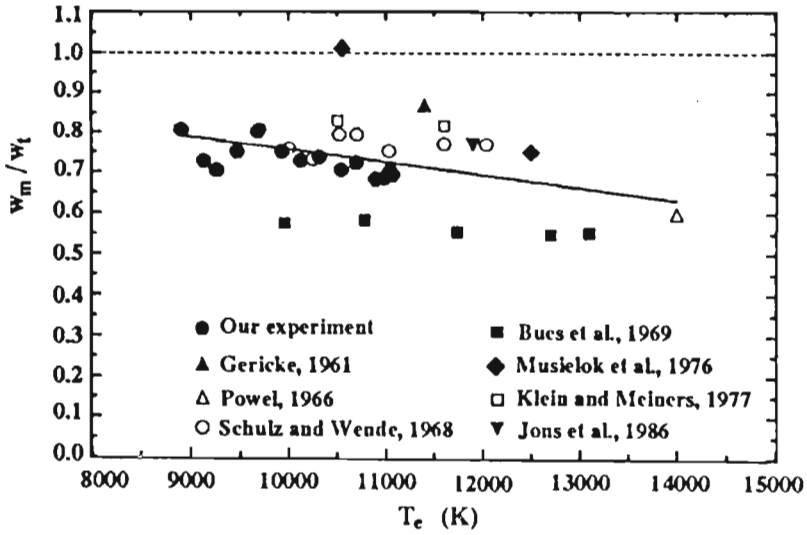


Fig. 1 The ratio of measured and theoretical widths w_m/w_t vs electron temperature T_e .

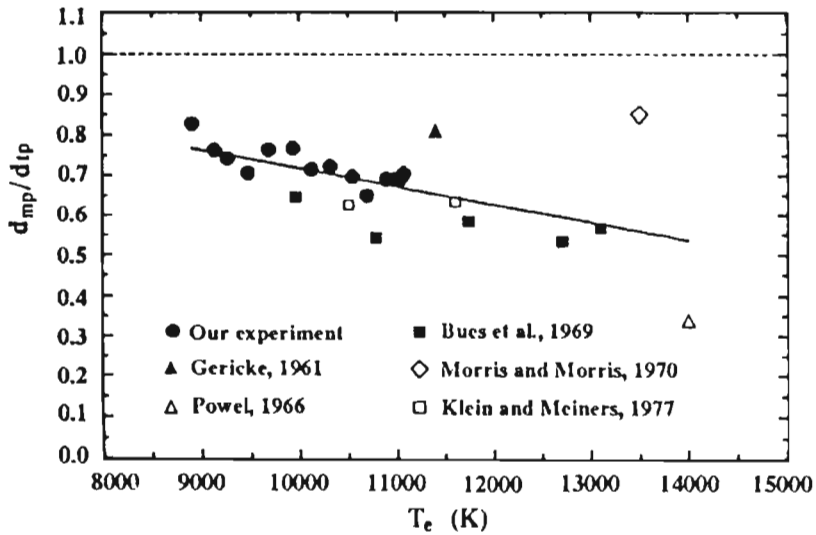


Fig 2. The ratio of measured and theoretical shifts at the peak d_{mp}/d_{tp} vs electron temperature T_e .

In spite of the scatter of the ratios w_m/w_t and d_{mp}/d_{tp} the comparisons in Figs. 1 and 2 show systematic discrepancy between experiment and theory (Griem, 1974) with experimental results being always smaller. These comparisons indicate that further improvements of theory are required.

Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge Dr. Ivanka Antunović Holclajtner for the evaluation of plasma composition data. This work was supported by the Republic Fond for Scientific Research.

References

- Bues I., Haag T. and Richter J., 1969, *J. Astron. Astrophys.* **2**, 249.
 Djurović S., Kelleher D. E. and Roberts J. R., to be published.
 Gericke W. E., 1961, *Z. Astrophys.* **53**, 68.
 Griem H. R., 1964, *Plasma Spectroscopy*, New York, McGraw-Hill.
 Griem H. R., 1974, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York and London.
 Jones D. W., Wiese W. L. and Woltz L. A., 1986, *Phys. Rev. A* **34**, 450.
 Klein P. and Meiners D., 1977, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **17**, 197.
 Konjević N. and W. L. Wiese, 1974, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 259.
 Konjević N., J. R. Roberts, 1976, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **5**, 209.
 Konjević N., Dimitrijević M. S., W. L. Wiese, 1984, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 519.
 Konjević N., Dimitrijević M. S. and Wiese W. L., 1984, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **13**, 649.
 Konjević N., W. L. Wiese, 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **19**, 1307.
 Mijatović Z., Kobilarov R., Vujičić B. T., Nikolić D. and Konjević N., 1993, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **50**, 339.
 Morris J. C. and Morris R. U., 1970, *Aerospace Research Laboratories Report* No ARL 70-0038.
 Musielok B., Musielok J. and Wujec T., 1976, *Zesz. Nauk. Wyzsz. Szk. Pedagog. Opolu, Fiz.* No **17**, 63.
 Powel W. R., 1966, *Ph. D. Thesis*, The Jons Hopkins University.
 Schulz P. and Wende B., 1968, *Z. Phys.* **208**, 116.
 Shumaker J. B., 1974, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **14**, 19.
 Vidal C. R., Cooper J. and Smith E. W., 1973, *Astrophys J. Suppl. Ser.* **25**, 37.
 White W. B., Jonson S. M. and Dantzig G. B., 1958, *J. Chem. Phys.* **28**, 751.

ASYMMETRY OF THE BALMER H_β LINE IN THE LOW DC MAGNETIC FIELD

S. DJUROVIĆ, Z. MIJATOVIĆ, M. PAVLOV, B. VUJIČIĆ, R. KOBILAROV and I. SAVIĆ
Institute of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4, 21000 Novi Sad, Yugoslavia

1. INTRODUCTION

The hydrogen Balmer H_β line is frequently used for plasma electron density determination. This spectral line profile emitted from plasmas is asymmetric and red shifted (see for example Wiese et al., 1972). However, theoretical calculations, see for example Keple and Griem, (1968) and Vidal et al., (1973), give symmetrical and unshifted hydrogen line profiles. There are many experimental determinations of the H_β line profile. These experiments treated separately the peak of the profile (Helbig and Nick, 1981; Mijatović et al., 1987; Halenka, 1988), the widths of the line profile at 1/2, 1/4 and 1/8 of the line maxima (Wiese et al., 1972), the line wings (Bengtson et al., 1976) and the H_β line shifts (Wiese et al., 1972, Mijatović et al., 1991).

Here we present experimental results of the asymmetry of the whole H_β profile in presence of the low d.c. magnetic field. These results are compared with our measurements obtained in absence of the magnetic field.

2. EXPERIMENTAL

The plasma was produced in a small, magnetically driven T-tube with an internal diameter of 27 mm and supplied with a reflector. It has been generally accepted (Kolb, 1957; Pavlov and Prasad, 1968) that plasmas produced in small electromagnetic T-tubes are quite homogeneous, both radially and axially, behind the reflected shock front. The tube was energized by using a 4 μ F capacitor bank charged to 20 kV. The filling gas was hydrogen at a pressure of 300 Pa. In this experiment we used a constant d.c. magnetic field of 0.5 T produced by an electromagnet supplied by a 3-phase bridge rectifier. A hole drilled along the axis through one of the poles, allow us to perform observations of radiation emitted parallel to the magnetic field lines. Spectral intensity measurements were performed simultaneously along two directions of observation, parallel and perpendicular to the magnetic field lines using two monochromators. The measurements in the presence and in the absence a magnetic field, were performed without changing the monochromator wavelength setting, so that comparisons of the line profiles obtained in presence and absence of magnetic field became more reliable. The point of observation was 15 mm in front of the reflector. The photomultiplier signals were recorded by an oscilloscope equipped with a 35 mm camera. The details about experimental procedure are given in Mijatović et al., (1995).

The electron densities in the range from $2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ to $8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ were determined from the H_β line halfwidth (Vidal et al., 1973). Electron temperatures in range from 20000 K to 34000 K were determined from the line-to-continuum intensity ratios of the H_β line (Griem, 1964).

3. RESULTS AND DISCUSSION

All recorded H_β profiles emitted from the plasma in presence and absence of the magnetic field show the well known asymmetries. Furthermore, we found a difference in the profiles recorded with the magnetic field compared to those recorded without of the field only when observation was made along the magnetic field lines. A comparison of two simultaneously recorded H_β profiles in the presence and absence of d.c. magnetic field, observed along the magnetic field lines is shown in Fig. 1. The magnetic field caused a small additional red shift of the whole H_β profile. We also found a small asymmetry increase of the profile in the presence of the magnetic field.

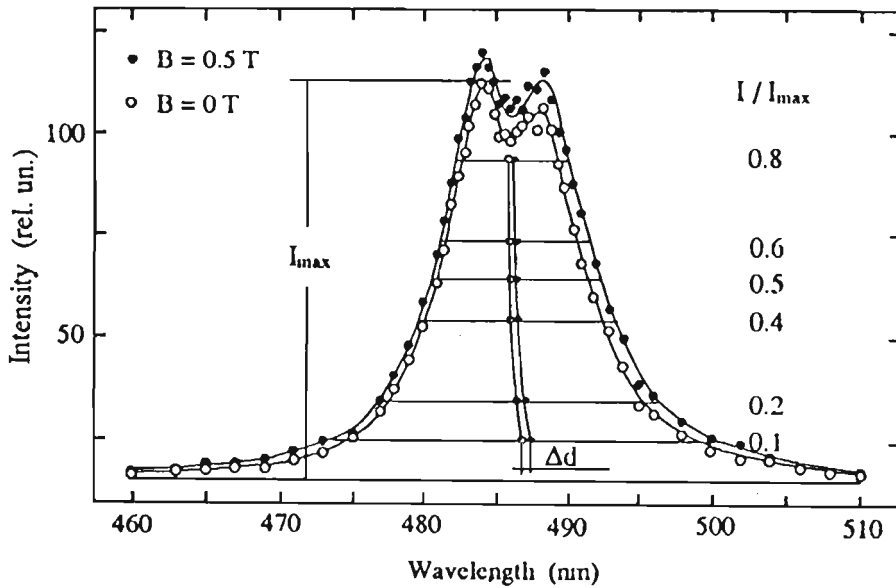


Fig. 1 The H_β profile recorded in the presence and the absence of the d.c. magnetic field.

We measured the positions of the center of the line on 0.8, 0.6, 0.5, 0.4, 0.2 and 0.1 of the maximum H_β profile (I/I_{\max} , using the relevant profile) which is illustrated in Fig. 1. Line drawn through obtained central points is not straight line due to the asymmetry of the line. Difference between central points for corresponding line profiles with and without presence of the magnetic field represents additional red shift caused by external magnetic field. The measured additional shifts Δd for different electron densities are shown in Fig. 2. In order to obtain the best fit we used the linear least square fitting procedure. In this procedure we included the zero point also. The observed additional red shift increase with electron density increase.

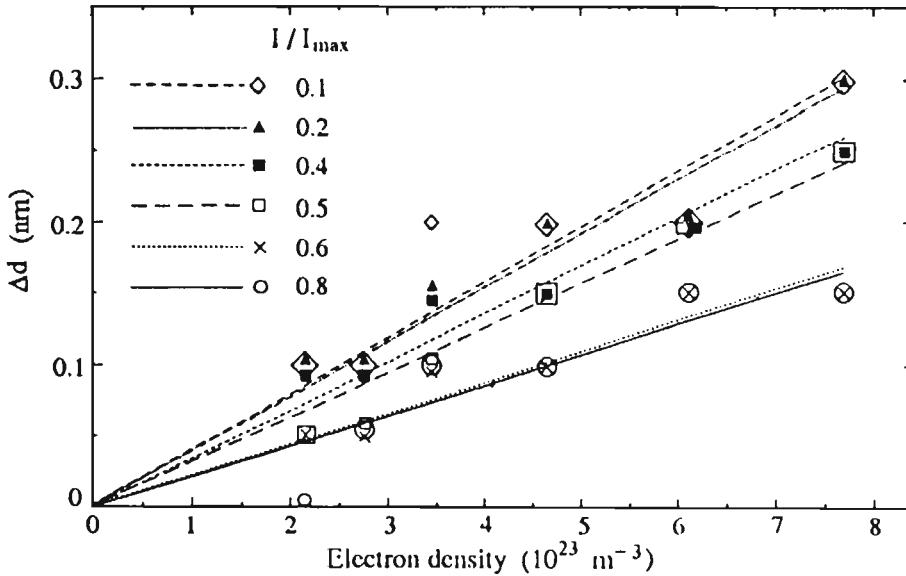


Fig. 2 Additional red shifts measured at different positions of the H_{β} line profile.

These results are in agreement with our previous results (Pavlov et. al., 1988; Mijatović et al., 1995; Djurović et al., 1995). The additional red shifts noticed in presence of the small external d.c. magnetic field could be explained by appearance of additional electric field. The charged particles electrons and ions in the moving plasma in the T-tube are separated by the magnetic field. This separation of charged particles causes an additional anisotropic electric field perpendicular to plasma flow velocity and field directions. The Zeeman effect in this case was negligible as we reported earlier (Mijatović et. al., 1995).

References

- Bengtson R. D. and Chester G. R., 1976, *Phys. Rev. A* **13**, 1762.
 Djurović S., Mijatović Z., Pavlov M., Vujičić B., Kobilarov R. and Nikolić D., 1995, *Contributed Papers of 1st Yugoslav Conference on Spectral Line Shapes*, Publ. Obs. Astron. Belgrade, Krivaja, p. 65.
 Griem H. R., 1964, *Plasma Spectroscopy*, McGraw-Hill, New York.
 Halenka J., 1988, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **39**, 347.
 Helbig V. Nick K. P., 1981, *J. Phys. B* **14**, 3573.
 Keple P., Griem H. R., 1968, *Phys. Rev.* **173**, 317.
 Kolb A. C., 1957, *Phys. Rev.* **107**, 345.
 Mijatović Z., Pavlov M. and Djurović S., 1987, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **38**, 209.
 Mijatović Z., Pavlov M. and Djurović S., 1991, *Phys. Rev. A* **43**, 6095.
 Mijatović Z., Djurović S., Pavlov M., Kobilarov R. and Vujičić B. T., 1995, *Contrib. Plasma Phys.* **35**, 453.
 Pavlov M. and Pasad A. N., 1968, *Z. Phys.* **212**, 266.

Pavlov M., Mijatović Z. and Djurović S., 1988, *Contributed Papers of SPIG '88, Electrical Engineering Faculty*, Sarajevo, p. 337.

Vidal C. R., Cooper J. and Smith E. W., 1973, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **25**, 37.

Wiese W. L., Kelleher D. E. and Paquette D. R., 1972, *Phys. Rev. A* **6**, 11332.

ELECTRON DENSITY DIAGNOSTICS IN AN ATMOSPHERIC PRESSURE HELIUM MICROWAVE-INDUCED PLASMA

M. IVKOVIĆ, S. JOVIĆEVIĆ, N. KONJEVIĆ

Institute of Physics, 11 080 Belgrade, P.O.Box 68, Yugoslavia

E-mail konjevic@atom.phy.bg.ac.yu

Abstract. In this paper we present the results of the electron density measurements in an atmospheric pressure microwave-induced discharge. For this diagnostics we use two independent spectroscopic methods for plasma electron diagnostics: H_β line profile and from the He I 447 nm line and its forbidden component. Good agreement between these two methods is obtained. The electron concentration in the vicinity of the plasma axis between 1.9 and $3.6 \cdot 10^{20} m^{-3}$ with microwave power input of 80W was determined.

1. INTRODUCTION

The low-power microwave-induced plasmas (MIP) were found to be very advantageous sources for atomic emission spectrometry (AES). The attractiveness of these plasmas lies in their high electronic temperatures, especially when He is used as plasma gas, allowing efficient population of high-lying excited levels of non-metals to be. In addition, the low cost of instrumentation and operation for conventional atmospheric pressure MIP makes these sources particularly attractive for element analysis. Although MIP was used in AES for almost 20 years, there is only a few papers reporting the results of plasma parameters studies (see e.g. Goode et al. 1994, Tanabe 1983 and reference therein). All reported electron density (Ne) determinations are based on the measurements of the H_β line profiles. Here, we presents the results of the HeI 447.1 nm and its forbidden component line profile measurements, as a new candidate for plasma diagnostics in this type of plasmas.

2. EXPERIMENT

Schematic diagram of the experimental setup is presented in Fig.1 As a power supply commercial 2450 MHz generator connected by the coaxial cable to the TEM₀₁₀ type microwave cavity described by Beenakker (1977) is used. Helium flow through the 3 cm long quartz discharge tube (I.D.1.5mm, O.D. 3mm) and right-angle pneumatic nebulazer is adjusted by the mass flowmeter and regulator. A 1 : 1 image of the plasma source is projected on the (20 μm wide and 1mm high) entrance slit of 0.5 m Ebert type spectrometer (Jarrell Ash 82-025) with inverse dispersion 1.6 nm/mm. Spectra recordings were performed by the use of photomultiplier EMI 9659QB mounted on the exit slit of the spectrometer. The wavelength scanning was performed by the step

motor and step motor drive (Isert ID 3304) controlled with PC AT computer. The spectral line shapes are recorded by the help of boxcar averager (Stanford Research Systems SR 250) and the same computer. For enhancement of the signal to noise ratio, averaging of 10 signals at each step of the motor was also performed.

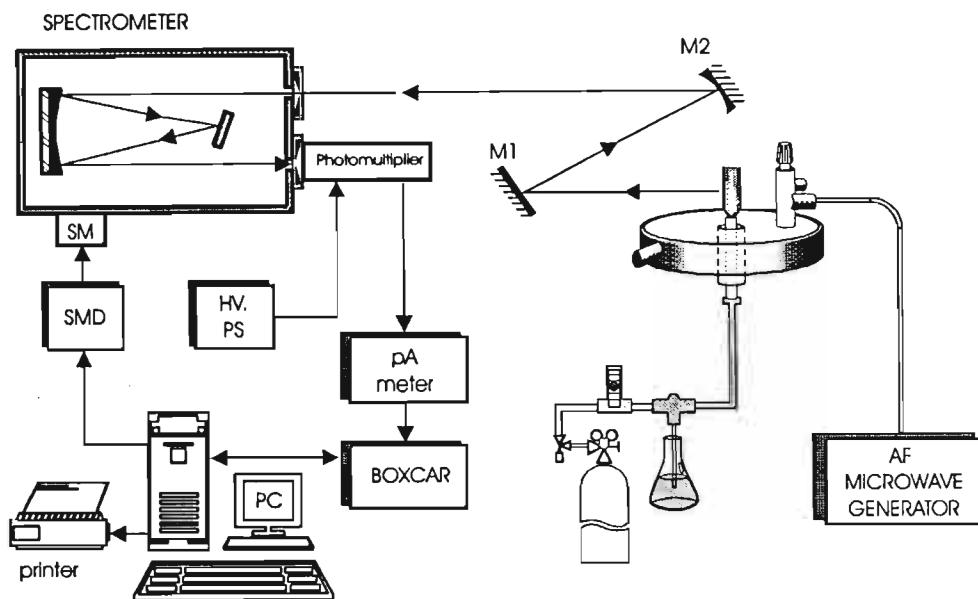


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

3. RESULTS AND DISCUSSION

Side-on measurements of line shapes of H_{β} spectral line and HeI 447.1 nm and its forbidden component 5mm above the top of the quartz discharge tube was performed. The radial distribution of studied line profiles from the layers 0.05 mm apart are shown in Figures 2 and 3. In all cases helium flow was 0.75 l/min and forward microwave power 80W. For separation of the contributions from different plasma layers and to obtain the true radial plasma intensity distribution we used Abel inversion procedure as developed by Djurović et al., (1996). Electron density is determined from the fitted H_{β} spectral line profiles in conjunction with the theoretical calculations by Vidal et al (1973). From the recordings of 447.1 nm line shape electron density N_e is determined by using empirical formula (Czernichowski and J. Chapelle ,1985)

$$\log N_e = 23.056 + 1.586 \log(S - 0.156) + [\log(S - 0.156)]^2$$

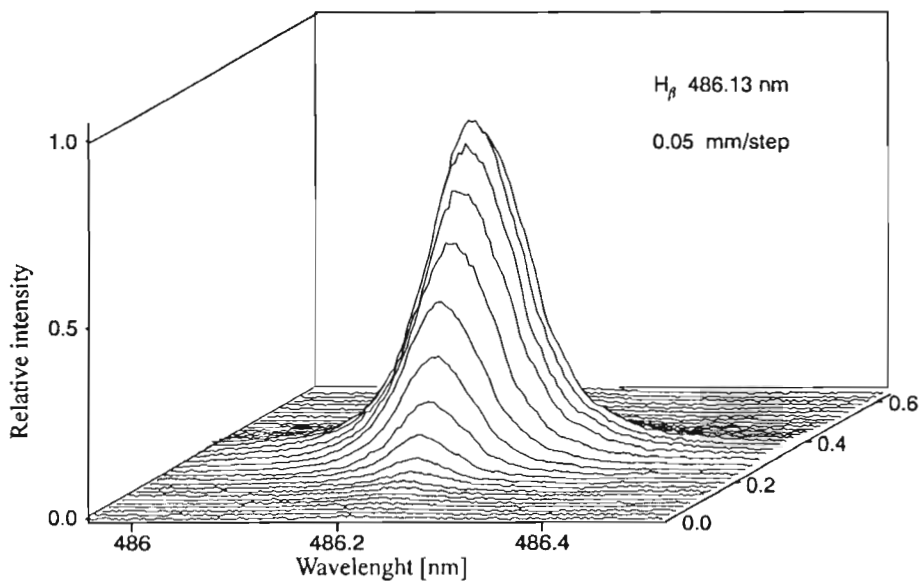


Fig. 2. Radial distribution of the H_β line profiles from layers 0.05 mm apart.

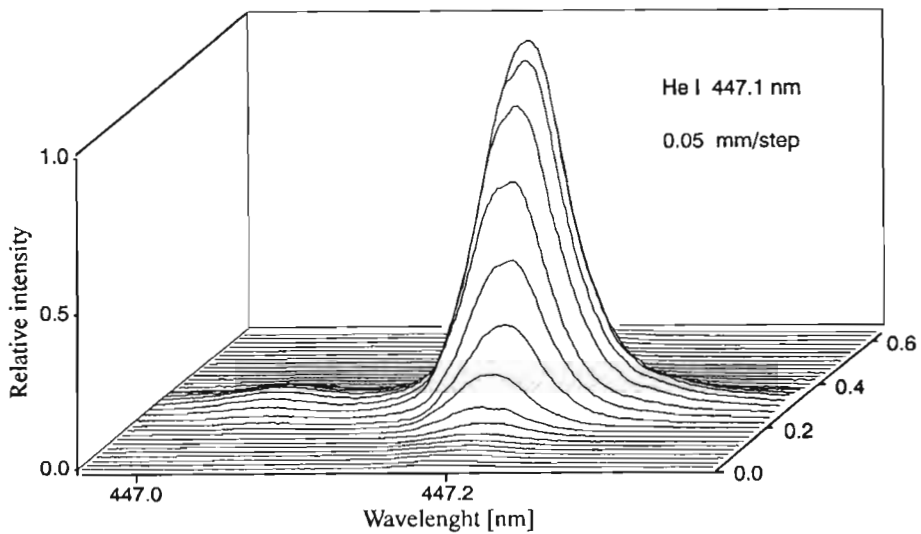


Fig. 3. Radial distribution of the He I 447.1 nm line profiles from layers 0.05 mm apart

The obtained results of the radial dependence of electron density concentrations are presented in Figure 4. Densities between 1.9 and $3.6 \cdot 10^{20} m^{-3}$ are determined. Also a good agreement between this two methods is found.

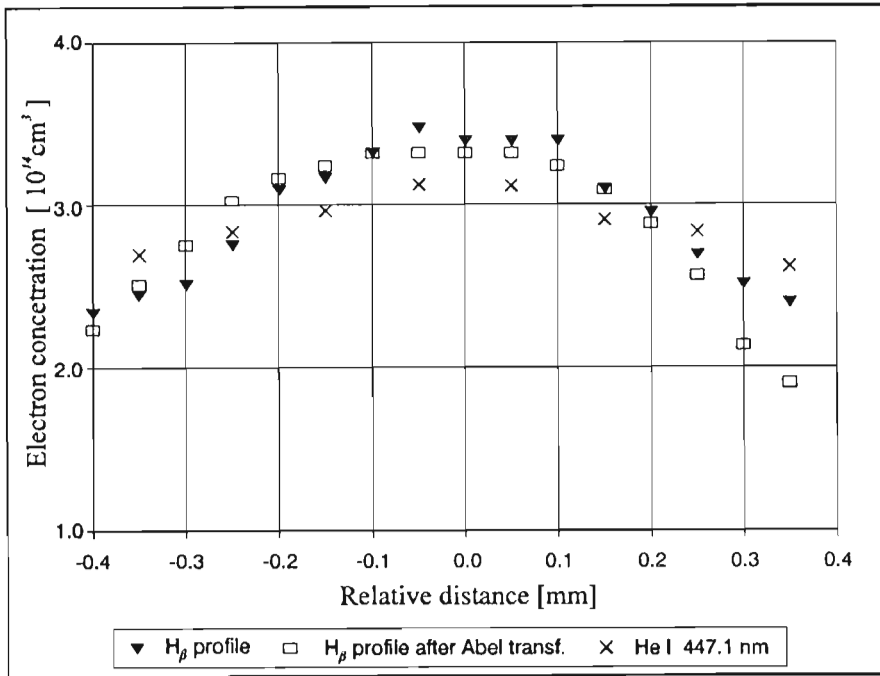


Fig. 4. Radial dependence of the Ne obtained from the different line profiles

References

- [1] Beenakker C.I.M., 1976, *Spectrochimica Acta*, **31B**, 483.
- [2] Czernichowski and J. Chapelle, 1985, *JQSRT*, **33**, 427.
- [3] Djurović S., Kelleher D.E., Roberts J.R. (to be published)
- [4] Goode S.C., Emily J.N., 1994, *Spectrochimica Acta*, **49B**, 31.
- [5] Tanabe K., Haraguchi H., Fuwa K., 1983, *Spectrochimica Acta*, **38B**, 49.
- [6] Vidal C.R., Cooper J., Smith W., 1973, *The Astrophysical J. Suppl. Ser.* **25**, 37.

THE FORMATION OF PLASMA SPRAYED COATING CONTAINING CARBIDES

A. ILYSCHENKO, P. VITYAZ, V. OKOVITY, S. SOBOLEVSKIJ, T. DUBELIR

Powder Metallurgy Institute, Platonov Str.41, Minsk,220071, Republic of Belarus

Abstract. The paper presents technological concept of the formation containing carbides (TiC, SiC). This type of powders were produced by self-propagated method of synthesis. Spraying parameters APS and CDS were determined. Microstructure and wear resistans of the obtained coatings were determined. The results obtained in this investigation were applied to a selection of optimal parameters of spraying, content of hard phase grains in acordance with deposition rate and wear resistance.

The program of the experimental research work had included preparation of powders, their morfological analysis, investigation of spraying parameters and studies on the microstructure and wear resistance of the coating obtained. The coatings were produced mainly using atmospherical plasma spraying (APS) and continuous detonation spraying (CDS).

Powder and coating morphology, porosity and homogeneity were investigated. Several tests for wear, corrosion behaviour, bond strenght and hardness were carried out. Protective coating was deposited by plasma spraying in air (APS) using Ar-H₂ mixture as plasma gases and CDS using propane (C₃H₈) and oxygen (O₂). The influence of spraying parameters variation on properties and microstructure of spraying coating was determined by means of deposition rate of powder.

Present investigation demonstrated, that carbide particle reinforced Al and AlSi coatings can be produced using atmospherical plasma spraying as well as continuons detonation spraying. The difference between both spray techniques becomes noticeable specially in the field of wear resistance. Here the CDS process showed the clearly better results. The coatings productions from composite powders containing carbides grains (SiC, TiC) is possible to use in wide field of industrial applications, where a combination of light structure materials combined with a high wear resistance is required.

INVESTIGATION OF DIAMONDS PLASMA SPRAYED COATINGS

A. ILYSCHENKO, P. VITYAZ, V. OKOVITY, E. ILYSCHENKO
S. SOBOLEVSKIJ, V. KALINOVSKY

Powder Metallurgy Institute, Platonov Str.41, Minsk, 220071, Republic of Belarus

Abstract. The paper presents both theoretical and technological concept of the formation coating containing selected diamond, nitrides and carbides. This type of powders were chemically covered with NiCo layer, surrounding the hard phases grains. The results obtained in this investigations were applied to a selection of optimal parameters of spraying, content of matrix metal in the coatings containing hard phase grains in accordance with its deposition rate, and wear resistance.

The paper presents some preliminary results of the project whose aim is to determine the technological conditions for the process of plasma spraying of hard phase grain containing coatings with some particular properties.

The program of the experimental research work had included preparation of powders, their morphological analysis, chemical nickel-cobalt coating, and investigation of plasma spraying parameters. The influence of spraying parameters variation on properties and microstructure of plasma sprayed coating was determined by means of deposition rate of powders. Scanning electron microscope investigation of the shape and size of the initial powders, revealed that the particles are of fairly irregular shape, and all HPG had covered by NiCo - coating. The datum on deposition rate of APS coating had the same dependences as UPS coating but the absolute value of this datum was higher, because the powder distribution in plasma stream was quite better, and area of the spot of spraying at the substrate quite higher. Coating density and their bond and cohesion strength depends on the degree of powder particles penetration in plasma stream, parameters of plasma, medium surrounding aerea, the speed of movement, temperatures, and materials of substrate.

From the experimental and theoretical part it is obvious that the HPG plasma coating can be used for machine tool if its content of HPG is considerable. The quality of this coatings can be estimated by its scalability and the efficiency of the process of plasma spraying, together with manufacturing aspects.

DEPOSITION OF THE PLASMA SPRAYED THERMAL BARRIER COATINGS

A. ILYSCHENKO, V. OKOVITY, S. SOBOLEVSKIJ, T. DUBELIR

Powder Metallurgy Institute, Platonov Str.41, Minsk,220071, Republic of Belarus

Abstract. The influence of the sprayed powder quality and oxygen content in the LPPS-coatings on their structure, rate of oxidation and thermal cycling lifetime of the top ceramic layers are under consideration of the paper presented.

Thermal barrier coatings applied in high temperature applications are generally manufactured by atmospheric plasma spraying of partially stabilized zirconia. The bond layer between metal and ceramic is usually a sprayed metallic coating and the thermal barrier coating reliability is essentially influenced by the behaviour of this metal ceramic interface.

Damage to the ceramic coating can be caused by thermal shock fatigue and by oxidation of the bond coat too.

The Ni(Co)CrAlY low pressure plasma sprayed (LPPS) coatings are speed widely like resistant to high temperature oxidation layers and bond layers of thermal barrier coatings, for heat engines and gas turbine applications. For such the conditions, the resistance to the high temperature oxidation is a basic coating property, which is known to depend on its structure hardly. Among the parameters, controlling the LLPS-coating structure, the sprayed powder quality is one of the most substantial. Probably the influence of gases contents on the coatings properties is the less investigated factor of the LPPS-process. In spite of the known recommendations to reduce the oxygen content in these coatings as far as possible, it is necessary to take into account the conformity of the coating price growth and the properties achieved.

The coating resistance to the high temperature oxidation was estimated as the samples weight growth ratio to the tested surface square m/s, after each hour of ageing at 1100 or 1220 °C. The metal-ceramic coatings were also thermal cycled by heat treatment at 1050 °C for 30 minutes with water cooling to 20 °C.

OPTICAL SYSTEM FOR CONTROL PLASMA SPRAYING

A. ILYSCHENKO, V. OKOVITY, S. SOBOLEVSKIJ, T. DUBELIR

V. SHIMANOVICH, N. NAUMENKO

*Powder Metallurgy Institute, Institute of Molecular-Atomic
Physics, Platonov Str.41, Minsk, 220071, Republic of Belarus*

Abstract. In the present paper experimental results bearing on the dependence of spectral radiation of different powders upon conditions have been rendered. An experimental unit for research of optical characteristics of powder within a plasma jet has been described.

In the thermal spray process, the particle temperature at impact on the substrate surface is an important parameter which influences the quality and characteristics of the deposit formed. In order to ensure the repeatability of desired coating characteristics, and to control the process, it is necessary to measure the temperature of the particles, in flight, before impact on the substrate. Since the particles are small (of the order of 10 to 100 microns in diameter), and moving at high velocity (up to 1000 m/s) and moreover, can have high temperature (as high as 3000 °C), only nonintrusive optical techniques are applicable.

These techniques deduce the temperature of an object by measuring the intensity of radiation emitted by the object in one or more spectral (wavelength or color) bands. The technique is however susceptible to errors caused by variations in emissivity with wavelength, and special precautions must be observed to ensure that adequate signal strength is available to obtain an accurate measurement.

An experimental unit for research of optical characteristics of powder within a plasma jet includes standart equipment for plasma spraying (plasma gun, power source, console, powder feeder, etc), and an optical set. The optical set consisted of monochromator and electronic blocks for control and processing of optical data by means of a computer on the base of Intel-80286 type processor.

Combination of light guides and photomultipliers allowed automatical selection of the desired spectral range from 200 to 850 nm. The equipment allows carrying out a gradual analysis of radiation within the visible range with a step from 1 to 5 nm. It is possible to record 6 different regimes.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО
ПЛАЗМООБРАЗОВАНИЯ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
ЭРОЗИОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ФАКЕЛОВ ПРИ
КВАЗИНЕПРЕРЫВНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ
НА ВИСМУТОВУЮ МИШЕНЬ

Л.Я.МИНЬКО, В.И.НАСОНОВ

Институт молекулярной и атомной физики,
Ф.Скарины 70, 220072 Минск, Беларусь

Аннотация. Экспериментально изучена динамика плазмообразования при воздействии в воздухе на висмут квазинепрерывного излучения неодимового лазера ($\tau \sim 1,5$ мс) плотностью мощности $q = 0,1-10$ МВт/см². Показано, что в диапазоне $2 \leq q \leq 4$ МВт/см² плазмообразование имеет неустойчивый характер. Установлено, что воздействие при $q > 5$ МВт/см² вызывает просветление факела и снижение его экранирующего действия на мишень.

Настоящая работа посвящена комплексному экспериментальному исследованию взаимодействия квазинепрерывного лазерного излучения ($\lambda = 1,06$ мкм, $\tau \sim 1,5$ мс) с мишенью из висмута (Вl). Методами высокоскоростной фотографии регистрировались пространственно—временные характеристики приповерхностного плазмообразования, фотоэлектрическим методом измерялись отражение и рассеяние лазерного излучения (ЛИ), а также яркостные температуры поверхности мишени и лазерного эрозионного плазменного факела (ЛЭПФ) $T_{\text{ф}}$. Мишенями служили образцы с механически полированной поверхностью (коэффи-

циент отражения $\sim 67\%$). Плотность мощности q ЛИ в зоне воздействия диаметром 3,5 мм изменялась в пределах 0,1–10 МВт/см². Исследования проводились в воздухе при атмосферном давлении.

На основе измерений рассеяния ЛИ и высокоскоростной киносъемки формирования ЛЭПФ установлено, что на характер приповерхностного плазмообразования влияют не только химический состав мишени, наличие в факеле конденсированной дисперсной фазы (КДФ), но и вид дисперсности частиц (Минько Л.Я. и др., 1996). Эксперименты показали, что при разрушении V_i под действием ЛИ выбрасываемые в факел частицы имеют мелкодисперсный вид. Мелкодисперсность частиц и относительно низкие термодинамические параметры V_i определяют специфику взаимодействия ЛИ с частицами и факелом, определяя его динамику и взаимодействие ЛИ с мишенью в целом. Показано, что развитие паровой фазы факела V_i надежно регистрируется уже при $q \sim 0,16$ МВт/см². Установлена зависимость скорости движения фронта парового факела от q ЛИ. При изменении q в диапазоне 0,23–0,52 МВт/см² скорость фронта возрастала в пределах 3–155 м/с соответственно. Пороговое значение q начального образования плазмы ($T_{\text{ф}} \sim 3400\text{К}$) в экспериментах составило $\sim 2,1$ МВт/см². При этом при низких q плазмообразование начинается в ядре парового факела у поверхности, а с увеличением q появляется другая конкурирующая область плазмообразования, на фронте факела, которая становится доминирующей при $q > 5$ МВт/см² ($T_{\text{ф}} \sim 7500\text{К}$). При меньших q ЛИ (< 2 МВт/см²), когда формирует-

ся паровая струя, низкопорогового плазмообразования в факеле на заключительной стадии лазерного импульса, характерного обычно для более температуростойких материалов, в экспериментах с ВІ не наблюдалось. Обнаруженная особенность с ВІ при низких q объясняется отсутствием в факеле относительно крупных частиц КДФ ($\alpha \sim 0,5$ мм), способных на пути луча "нарабатывать" достаточно плотный поглощающий слой пара. Исследования ЛЭПФ в рассеянном свете показали, что такие частицы выбрасываются из зоны воздействия под большими углами относительно оси лазерного луча и сосредоточены в основном в приповерхностной области за пределами диаметра пятна фокусировки. Лишь при $q > 4$ МВт/см² вследствие радиационного нагрева переизлученной энергией факела крупные частицы интенсивно испаряются, и в приповерхностной области развивается интенсивное свечение плазмы. Выявлено, что в диапазоне $2 \leq q \leq 4$ МВт/см² образование плазмы в ЛЭПФ ВІ имеет неустойчивый характер. Пульсации интенсивности свечения плазмы одного вида имеют период повторения 35–90 мкс и, как показывает анализ рассеяния ЛИ, связаны с неравномерностью выноса вещества мишени из зоны воздействия. Наблюдаемые пульсации другого вида имеют период 5–8 мкс и связаны, вероятно, с выбросом отдельных плазменных сгустков вследствие взрывообразного испарения и с дискретностью поступления вещества мишени из-за неоднородности теплофизических свойств материала мишени. На дискретность поступления вещества в ЛЭПФ могут влиять и высокочастотные колебания интенсивности ЛИ, всегда имеющие место на огибающей реального

лазерного импульса. Установлено, что при изменении q в диапазоне $2,1-5$ МВт/см² в области скачка уплотнения в квазистационарном недорасширенном факеле паров реализуется самоподжигающийся оптический разряд в эрозионной плазме. На основе анализа данных высокоскоростной киносъемки развития ЛЭПФ и изучения отражения ЛИ в процессе воздействия установлено протекание в факеле реакции горения частиц W . В результате сгорания частиц на пути лазерного луча и газодинамического разлета ЛЭПФ под действием возникающего при этом давления факел просветляется, вследствие чего снижается его экранирующее действие на мишень. Полученные количественные данные о коэффициентах отражения свидетельствуют, что энергетические потери ЛИ в ЛЭПФ, идущие на нагрев и разрушение частиц КДФ, рассеяние, а также затраты, определяемые радиационными потерями, могут быть значительными. В условиях экспериментов при воздействии ЛИ плотностью мощности $q \sim 0,94$ МВт/см², когда сильно сказывается экранирующее действие частиц КДФ, энергетические потери в ЛЭПФ превышали 30%. С увеличением q до $6,2$ МВт/см² эти потери снижались в несколько раз.

Литература

Минько Л.Я., Насонов В.И.: 1996, Хим. физика. Т.15, №3. С.114.

ОСОБЕННОСТИ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ В РАЗЛИЧНЫХ ГАЗАХ

Л.Я.Минько, А.Н.Чумаков, В.В.Ефремов, Н.А.Босак

Институт молекулярной и атомной физики Академии наук Беларуси

проспект Ф.Скорины 70, 220072 Минск, Беларусь

Abstract. An experimental investigation was made of the radiative characteristics of laser plasma formation near Al, In, Cd and Si targets in various gases and in vacuum. It has shown that the indicatrixes and the intensity of laser plasma radiation depend on the target material, on laser pulse parameters and on the process of plasma chemical interaction of laser plasma with atmospheric gas.

Измерения индикатрис и энергетической силы излучения лазерных приповерхностных плазменных образований (ЛПО) при моноимпульсном лазерном воздействии выявили связь излучательных характеристик лазерной плазмы со структурой ЛПО и процессами плазмохимического взаимодействия лазерной плазмы с атмосферным газом (Чумаков и др., 1994). Было в частности показано, что распределение спектральной плотности силы излучения ЛПО на кадмиевой мишени может сильно отличаться от равновесного теплового в спектральном интервале от 2 до 4 мкм. Если основной причиной наблюдаемой неравновесности является плазмохимическое взаимодействие лазерной плазмы с окружающим мишень газом, то с увеличением длительности воздействующих лазерных импульсов подобные отклонения в характере испускания лазерной плазмы должны усиливаться и, кроме того, зависеть от вида атмосферного газа, окружающего мишень.

Для выяснения влияния окружающего мишень газа на излучательные характеристики ЛПО были проведены целенаправленные исследования лазерного воздействия в режиме свободной генерации на ряд материалов (Al, In, Cd, Si и др.) в различных газах нормальной плотности (воздух, азот, аргон) и в вакууме. В экспериментах был использован АИГ:Nd-лазер с

программируемым режимом работы и длительностью лазерного импульса ~ 200 мкс в режиме свободной генерации (Ефремов и др., 1992). Энергия лазерного излучения не превышала 0,5 Дж, а диаметр пятна облучения на поверхности мишени составлял 200 мкм. При этом максимальная плотность мощности ЛИ q в пятне облучения не превышала 10 МВт/см². Индикатрисы и сила излучения лазерной плазмы измерялись в диапазоне 0,3-4 мкм в отдельных спектральных интервалах, выделяемых узкополосными фильтрами, с помощью фотометрической системы со сменными фотоприемниками (ФЭУ, фотодиоды и фоторезисторы), откалиброванными с помощью эталонных излучателей. Энергия и временная форма импульсов излучения импульсов измерялись стандартными фотометрическими методами.

Эксперименты в режиме свободной генерации обнаружили существенную зависимость излучения ЛПО (особенно в ИК области спектра) от материала мишени (см. рис.1) и окружающего мишень газа. Так, для кадмиевой мишени при атмосферном давлении воздуха излучение ЛПО длится на порядок дольше длительности лазерного импульса и имеет два разделенных во времени максимума (в интервале 2-4 мкм). Кроме того, второй максимум импульса излучения ЛПО, формирующийся значительно позже окончания лазерного импульса, по амплитуде может значительно превосходить первый максимум, совпадающий по времени появления с лазерным импульсом. Как видно из рис.2, индикатрисы излучения плазмы в этих максимумах также различны. Так, если для первого максимума излучения ЛПО индикатриса наиболее симметрична и близка к круговой, то для второго максимума излучения лазерной плазмы индикатриса имеет выраженный максимум в направлении $\sim 40^\circ$.

Смена атмосферного газа в наибольшей степени сказывается на временной форме и амплитуде импульса излучения ЛПО. При замене воздуха азотом, либо аргоном при атмосферном давлении первый максимум в импульсе излучения ЛПО почти не изменяется, тогда как второй пропадает, а на его месте обнаруживается лишь сильно растянутый во времени "хвост" первого импульса (рис. 3). При понижении давления воздуха в камере с мишенью до 10^{-2} Торр второй максимум в импульсе излучения ЛПО пропадает, а также уменьшается амплитуда первого максимума (рис. 3). Изменения временной формы и амплитуды импульса излучения лазерной плазмы в зависимости от рода атмосферного газа и его давления наблюдаются и для других мишеней (Al, Si,

In), однако в спектральном интервале 2 - 4 мкм они менее выражены.

Таким образом показано, что при малых размерах лазерных пятен облучения ($d < 200$ мкм) индикатрисы и сила излучения лазерной плазмы в ИК области спектра существенно зависят от материала мишени и рода атмосферного газа. Излучательные характеристики лазерных плазмообразований зависят от их структуры и процессов плазмохимического взаимодействия лазерной плазмы с атмосферным газом. При этом специфическим выбором материала мишени и соответствующей газовой среды (кадмий-воздух) может быть многократно увеличена интенсивность излучения лазерных плазменных образований.

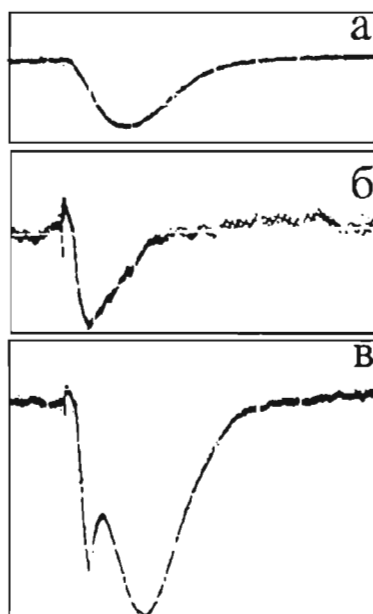


Рис. 1. Осциллограммы излучения плазменных образований ($\Delta\lambda = 2-4$ мкм) при лазерном воздействии на индий (а), кремний (б) и кадмий (в) в воздухе атмосферного давления ($q = 6$ МВт/см²).

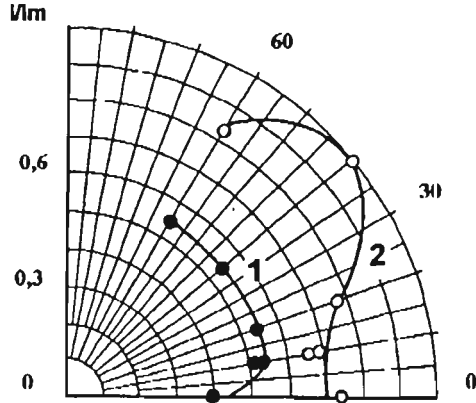


Рис. 2. Индикатрисы излучения плазменного образования при лазерном воздействии на кадмий в воздухе атмосферного давления (1 - в первом максимуме импульса излучения, 2 - во втором).

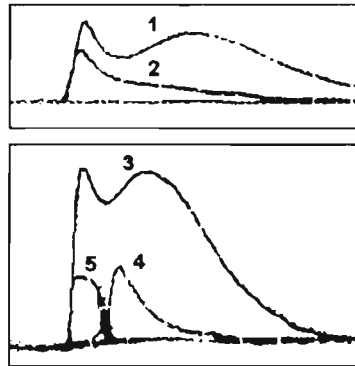


Рис. 3. Осциллограммы излучения плазменных образований (1-4) при воздействии лазерного излучения (5) на кадмий в воздухе (1,3) и азоте (2) атмосферного давления и в вакууме (4) при $q = 10 \text{ МВт/см}^2$.

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.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО ВЧ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Л.Н.ОРЛОВ, О.Л.ГАЙКО, В.В.НЕВДАХ, Я.И.НЕКРАШЕВИЧ
Институт физики АНБеларуси, 220600 Минск, пр.Ф.Скарины, 68

Аннотация. Рассмотрены особенности плазмы емкостного ВЧ разряда в щелевых зазорах планарной и коаксиальной геометрии применительно к проблеме создания газоразрядных лазеров и описаны варианты разработанных в ИФ АНБ CO_2 лазеров.

Известно (Райзер и др., 1995; Hall, Hill, 1987), что при создании газовых лазеров поперечный высокочастотный емкостной разряд (ПВЧЕР) обладает целым рядом существенных преимуществ по сравнению с другими типами разрядов : малые поперечные размеры и отсутствие катодного падения потенциала обеспечивают малость рабочего напряжения и реализацию большого коэффициента усиления в волноводном режиме; положительная вольт-амперная характеристика и высокая частота возбуждения позволяют работать без активных балластных сопротивлений и дополнительных потерь энергии, зажигать и поддерживать разряд с внешними электродами в полностью диэлектрическом капилляре (т.е. без нагреваемых и распыляемых элементов в трубке, что существенно повышает долговечность приборов в отпаянном режиме работы); на высоких частотах снижается роль большинства плазменных неустойчивостей, что приводит к возможности возбуждения больших объемов газа без стратификации разряда. Это позволяет создавать компактные лазерные устройства с улучшенными энергетическими характеристиками, достаточно простые в изготовлении и эксплуатации.

Однако для реализации этих преимуществ следует решить целый ряд задач, в том числе связанных с плазмой ПВЧЕР: необходимо определить условия зажигания и поддержания однородной

плазмы в узких щелевых зазорах планарной геометрии или между двумя коаксиальными цилиндрическими электродами, а также при использовании многоканальных активных элементов, создать устройства для наилучшего согласования ВЧ генератора с такими разрядными промежутками, исследовать закономерности перехода от α - к γ - фазе разряда, найти оптимальные условия возбуждения лазерных активных сред.

С использованием метода прозрачного электрода (Орлов и др., 1992) нами проведено исследование оптико-физических характеристик свечения разряда при использовании разрядных объемов различных размеров и геометрии (включая однородные и ступенчатые планарные, цилиндрические, кольцевые коаксиальные зазоры, а также многоэлементные системы с полностью изолированными либо сообщающимися разрядными промежутками) в различных газах при частотах возбуждения 40 и 120 МГц. Практически для любых геометрий разряда и составов газа при давлениях от единиц до десятков Торр удавалось реализовать α -фазу ПВЧЕР. В этом случае распределение интенсивности излучения по сечению разрядного промежутка имело достаточно однородную приосевую область, по своим характеристикам подобную положительному столбу тлеющего разряда постоянного тока, и два отделенных от электродов темными промежутками максимума интенсивности, связанных с областью положительного пространственного заряда. По мере увеличения вводимой в разряд ВЧ мощности, свечение, возникающее первоначально лишь вблизи центра электрода (или только в одном узком канале), постепенно заполняло весь разрядный промежуток. При этом относительно малому возрастанию ВЧ напряжения соответствовало значительное увеличение тока разряда.

При дальнейшем увеличении прикладываемого напряжения наступал локальный пробой (как правило, вблизи торцевых окон либо патрубков откачки или ввода газа), с дальнейшим переходом к нежелательной при создании лазеров сильноточной γ -фазе разряда или к ее сосуществованию с α - фазой. Как правило, при давлениях газа 5 - 20 Торр и достаточно симметричной форме разрядного промежутка α - фаза была наиболее устойчи-

вой во всем диапазоне мощностей используемых источников ВЧ напряжения.

По мере перемещения вдоль электродов форма поперечного распределения интенсивности остается неизменной, но интегральная интенсивность монотонно падает от точки приложения поля к краям электрода; подбирая согласующие индуктивности и места их включения параллельно разрядному промежутку, удается выровнять распределение интенсивности на длинах до 30 см (при частоте возбуждения 100 МГц) с неоднородностями менее 5 %.

Определенные трудности с эффективным введением ВЧ мощности в активные элементы различной геометрии связаны как с необходимостью согласования волновых сопротивлений ВЧ генератора и активного элемента, так и с тем, что первоначально чисто емкостной импеданс активного элемента после зажигания разряда изменяется, появляется активная составляющая. Разработанные у нас согласующие LC -цепочки обладают большим динамическим диапазоном и позволяют подстройкой величины емкости осуществить оптимальное согласование для величин сопротивления разряда в диапазоне от 100 до 1500 Ом. Для удобства эксплуатации серийных приборов следует использовать более сложные системы автосогласования.

В принципе, полученная информация о параметрах ПВЧЕР может быть использована при разработке и создании газовых лазеров с различными активными веществами; в зависимости от их назначения, могут быть использованы самые различные конфигурации активных элементов и резонаторов - см., например (Орлов и др., 1993). В частности, нами разработано и исследовано несколько вариантов малогабаритных СО₂ лазеров повышенной мощности. Были созданы 2 макета планарных волноводных лазеров с трехзеркальным многопроходным устойчивым резонатором : лазер А - с воздушным охлаждением одного из электродов и 7-ми проходным резонатором, с габаритами разрядного промежутка 3 x 120 x 160 мм, обеспечивающий мощность генерации до 5 Вт в непрерывном режиме при частоте возбуждения 40 МГц; лазер В - с водяным охлаждением двух плоских алюминиевых электродов, 3-х проходным резонатором, габаритами 2,5 x 150 x 180 мм,

частотой возбуждения 100 МГц и мощностью генерации в непрерывном режиме до 30 Вт. В обоих случаях использовалась рабочая смесь $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} : \text{Xe}$ в соотношении 1 : 2 : 5 : 0,02 при полном давлении 25 - 30 Торр; выходной пучок в ближней зоне имел размеры 2 x 7 мм и состоял из 6 - 7 частично перекрывающихся параллельных лучей; при этом в дальней зоне распределение интенсивности было почти гауссовым и имело один максимум.

Разработан также CO_2 лазер коаксиального типа мощностью генерации до 95 Вт при диаметре 160 мм, длине 500 мм и ширине кольцевого зазора 10 мм; устойчивый резонатор образован в этом случае кольцевым непрозрачным зеркалом и отражателем, образованным шестью зеркалами, одно из которых полупрозрачно; два выходных пучка объединяются специальным устройством в общий пучок с практически гауссовым распределением интенсивности в дальней зоне. Предполагается, что разработанные приборы, использованные в них схемные решения и метод ПВЧЕР - возбуждения могут служить основой для создания типоряда лазерных систем среднего ИК диапазона с мощностью генерации от 1 до 1500 Вт.

Литература

- Орлов Л.Н., Гайко О.Л., Невдах В.В., Некрашевич Я.И. : 1992, Литовский физич.сборник, **32**, 776.
- Орлов Л.Н., Некрашевич Я.И. : 1993, в сб. " Современная оптика и лазерная физика", с.63-93, ИФАНБ, Минск.
- Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.: 1995, "Высокочастотный емкостной разряд", Наука, Москва.
- Hall D., Hill C.: 1987, in "Handbook of molecular lasers", p. 165 - 258, M.Dekker Inc., New York.

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЕМКОСТНОМ РАЗРЯДЕ

Л.Н.ОРЛОВ¹, Ш. аль ХАВАТ²

¹ Институт физики АН Беларуси, 220600 Минск, пр.Скарины, 68, Беларусь

² Atomic Energy Commission of Syria, Damascus, P.o. Box 6091, SAR

Значительный интерес, проявляемый в последние годы (Hall e.a., 1987; Райзер и др., 1995) к исследованию высокочастотного емкостного разряда (ВЧЕР), связан в первую очередь с возможностью создания новых компактных и высокоэффективных источников света. При разработке таких систем основная проблема состоит в расчете интенсивности различных спектральных линий используемых газов. Следуя методике, развитой В.А.Фабрикантом (1940) для случая тлеющего разряда постоянного тока (ТРПТ), при известных функции распределения электронов по энергиям в разряде (ФРЭЭ) и температуре электронов T_e , зная сечения возбуждения различных уровней, можно рассчитать их населенности, а по известным силам осцилляторов - интенсивности различных переходов.

По своим оптическим характеристикам ВЧЕР подобен ТРПТ, но имеет существенные отличия по виду ФРЭЭ. В нашей работе (Орлов и др., 1993) показано, что при произвольной частоте ω приложенного поля ФРЭЭ представляет собой немаксвелловскую функцию, состоящую из основной однородной части f_0 , определяемой соударениями электронов с бесструктурными частицами, и неоднородной части, зависящей от конкретного вида сечений неупругих столкновений электронов с частицами газа и приводящей к глубоким "провалам" во ФРЭЭ (например, для молекул CO_2 - в области энергий 3-5 эВ). Используя разложение интеграла столкновений в ряд, можно аппроксимировать функцию f_0 в виде следующего выражения:

$$f_0 = e^{-x} \left[1 + \frac{x}{x_1} \right]^\alpha \frac{n_e \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]}{1 + \frac{3}{2} \frac{\alpha}{\alpha + x_1} + \sum_{j=2}^{\infty} \frac{(2j-3)!! (4j^2-1)}{j! (\alpha + x_1)^j} \alpha \dots (\alpha - j + 1)},$$

$$\text{где } \alpha = \left[\frac{eE_0 \lambda}{kT} \right]^2, x_1 = \frac{m(\omega \Lambda)^2}{2kT}, x = \frac{\varepsilon}{kT},$$

m , ε и Λ - масса, энергия и длина свободного пробега электрона, M - масса частицы газа.

В двух предельных случаях эта часть ФРЭЭ сводится к известным функциям: при $\omega \rightarrow 0$ она переходит в функцию Дрювестейна вида

$$f_0 = A \cdot \exp(-a \cdot \varepsilon^2), \text{ а при } \omega \rightarrow \infty - \text{ близка к функции Максвелла.}$$

При обычно используемых для возбуждения ВЧЕР частотах 1 - 200 МГц по сравнению с РПТ, ФРЭЭ обладает значительным избытком электронов с энергиями 0,5 - 2 эВ и свыше 10 эВ и, следовательно, обеспечивают более высокую эффективность возбуждения либо нижних колебательных уровней молекул, либо достаточно высоко лежащих электронных уровней, например в инертных газах.

В докладе приведены результаты численного моделирования активных сред ряда перспективных лазерных систем с ВЧЕР-возбуждением, в первую очередь - волноводных CO₂ и He-Ne лазеров, с использованием данных о сечениях различных процессов из книги (Орлов, 1991) и о параметрах ВЧ плазмы - из книги (Райзер и др., 1995). Показано, что оптимальное использование такого возбуждения позволяет создать компактные и весьма эффективные лазеры с планарной, коаксиальной или многоэлементной геометрией активных среды. Возможность однородного возбуждения ВЧЕР в большом объеме газа при существенном повышении светоотдачи позволяет разработать новый класс источников света типа световых таблиц, в том числе - с управляемыми пространственными характеристиками излучения.

Литература.

- Орлов Л.Н.: 1991, "Тепловые эффекты в активных средах газовых лазеров", Наука і тэхніка, Минск
- Орлов Л.Н., Некрашевич Я.И. : 1993, в сб. "Современная оптика и лазерная физика", с.63-93, ИФАНБ, Минск.
- Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н., Яценко Н.А.: 1995, "Высокочастотный емкостной разряд", Наука, Москва.
- Фабрикант В.А.:1940, "Электронные и ионные приборы", т.41, ВЭИ, Москва
- Hall D., Hill C.: 1987, in "Handbook of molecular lasers", p. 165- 258, M.Dekker Inc., New York

STARK BROADENING OF Kr II SPECTRAL LINES

L. Č. POPOVIĆ and M. S. DIMITRIJEVIĆ
Astronomical Observatory, Volgina 7, 11050 Belgrade
E-mail lpopovic@aob.aob.bg.ac.yu
E-mail mdimitrijevic@aob.aob.bg.ac.yu

Abstract. Stark widths and shifts for 19 lines from $5s-5p$ transition of Kr II are calculated within the modified semiempirical approach. The obtained Stark widths are compared with available experimental data.

1. INTRODUCTION

Stark broadening data for many transitions of many atoms and ions are needed for diagnostic of laboratory and astrophysical plasma. Such data for Kr II lines have additional theoretical interest for investigation of regularities and systematic trends for singly charged noble gas ions (see e.g. Di Rocco 1990, Purić et al. 1991, Bertuccelli and Di Rocco 1993) and have been considered experimentally and theoretically in a number of papers. However, for singly charged krypton lines for Stark broadening parameters exist only calculations by using various approximate methods. Bertuccelli and Di Rocco (1993) have calculated Kr II Stark broadening parameters by using analytical expression for the cross sections and rate coefficients and also with the help of semiempirical method (Griem 1968). Also exist estimates based on the dependence on atomic number and the upper level ionization potential, established from the consideration of regularities (Di Rocco 1990, Purić et al. 1991, Bertuccelli and Di Rocco 1991, 1993).

In this paper the Stark broadening parameters for 19 spectral lines from $5s-5p$ transition array of singly charged krypton have been calculated by using the modified semiempirical approach (Dimitrijević and Konjević 1980), due to the complexity of Kr II spectrum, calculations were performed as in Popović and Dimitrijević (1996a). Our aim is to compare obtained data with existing experimental and theoretical results in order to test the applicability of the modified semiempirical method for a complex spectra as Kr II.

2. RESULTS AND DISCUSSION

The atomic data needed for calculation were taken from Sugar and Musgrove (1991). Stark widths, determined by using the modified semiempirical approach, as well as the discussion of regularities within multiplets and comparison with other theoretical results (Di Rocco 1990, Bertuccelli and Di Rocco 1991, 1993) will be published elsewhere (Popović and Dimitrijević 1996).

Our results have been compared in Table 1 with numerous available experimental data (Brandt et al. 1981, Vitel and Skowronek 1987, Konjević and Uzelac 1989, Lesage et al. 1989, Bertuccelli and Di Rocco 1990). Obtained results are in good agreement with experimental data.

Table 1. Comparison of theoretical Stark widths (w_{th} – FWHM) with experimental data. (L) – Lesage et al. 1989, (BDR) – Bertuccelli and Di Rocco 1991, (VS) – Vitel and Skowronek 1987, (UK) – Uzelac and Konjević 1989, (B) – Brandt et al. 1981. Stark width are given for an electron density of 10^{23}m^{-3} .

Transition	λ (nm)	T (1000 K)	w_m (nm)	w_{th} (nm)	w_m/w_{th}	Ref.
$5s^4P - 5p^4S^0$	414.5	14.5	0.030	0.0259	1.16	(BDR)
$5s^4P - 5p^4P^0$	473.9	11.0	0.049	0.0361	1.36	(L)
		12.0	0.029	0.0361	0.80	(B)
		11.5	0.040	0.0353	1.13	(UK)
		11.65	0.039	0.035	1.10	(UK)
		11.9	0.048	0.0347	1.38	(UK)
		12.0	0.041	0.0346	1.18	(B)
		12.5	0.039	0.0339	1.15	(UK)
		12.75	0.039	0.0335	1.17	(UK)
		14.5	0.041	0.0310	1.32	(BDR)
		14.9	0.0304	0.0302	1.00	(VS)
	465.89	15.5	0.0302	0.0298	1.02	(VS)
		15.7	0.025	0.0288	0.87	(VS)
		16.2	0.026	0.0293	0.89	(VS)
		17.4	0.025	0.0283	0.87	(VS)
		11.0	0.045	0.0346	1.30	(L)
		11.5	0.040	0.0341	1.17	(UK)
		11.65	0.041	0.0339	1.20	(UK)
		11.9	0.039	0.0334	1.18	(UK)
		12.5	0.040	0.0327	1.23	(UK)
		12.75	0.039	0.0324	1.21	(UK)
483.2	520.8	14.5	0.039	0.0334	1.17	(BDR)
		12.0	0.038	0.0375	1.01	(B)
		14.5	0.039	0.0299	1.30	(BDR)
		14.9	0.029	0.0292	1.00	(VS)
		15.5	0.029	0.0288	1.01	(VS)
		16.2	0.027	0.0282	0.95	(VS)
		17.4	0.028	0.0273	1.02	(VS)
		14.5	0.039	0.0334	1.17	(BDR)
$5s^4P - 5p^4D^0$	429.29	11.0	0.030	0.0284	1.06	(L)
		14.5	0.038	0.0244	1.56	(BDR)

Table 1, continued

Transition	λ (nm)	T (1000 K)	w_m (nm)	w_{th} (nm)	w_m/w_{th}	Ref.	
	435.55	11.0	0.039	0.0300	1.30	(L)	
		11.5	0.038	0.0294	1.28	(UK)	
		11.65	0.039	0.0292	1.34	(UK)	
		11.9	0.038	0.0289	1.32	(UK)	
		12.5	0.039	0.0282	1.38	(UK)	
		12.75	0.038	0.0279	1.37	(UK)	
		14.5	0.046	0.0258	1.78	(BDR)	
		14.9	0.025	0.0252	0.99	(VS)	
		15.5	0.026	0.0248	1.05	(VS)	
		16.2	0.024	0.0244	0.97	(VS)	
		17.4	0.020	0.0235	0.86	(VS)	
		443.1	11.0	0.031	0.0329	0.94	(L)
			14.5	0.037	0.0283	1.31	(BDR)
		476.57	11.0	0.051	0.0380	1.34	(L)
			11.0	0.039	0.0380	1.03	(B)
12.0	0.039		0.0364	1.07	(B)		
14.5	0.044		0.0326	1.35	(BDR)		
481.1	14.5	0.031	0.0330	0.94	(BDR)		

References

- Bertuccelli, D. and Di Rocco, H. O. : 1991, *Phys. Scr.* **44**, 138.
 Bertuccelli, D. and Di Rocco, H. O. : 1993, *Phys. Scr.* **47**, 747.
 Brandt, T., Helbig, V., Nick, K. P. : 1981, Spectral line shapes (Ed. Wende B.), Berlin, W. de Gruyter.
 Dimitrijević, M. S. and Konjević, N. : 1980, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **24**, 451.
 Di Rocco, H. O. : 1990, *J. Appl. Phys.* **68**, 3732.
 Griem, H. R. : 1968, *Phys. Rev.* **165**, 258.
 Lesage, A., Abadie, D. and Miller, M. H. : 1989, *Phys. Rev. A*, **40**, 1367.
 Pittman, T. L. and Konjević, N. : 1986, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **35**, 247.
 Popović, L. Č. and Dimitrijević, M. S. : 1996a, *Phys. Scr.* **53**, 325.
 Popović, L. Č. and Dimitrijević, M. S. : 1996b, in preparation.
 Purić, J., Djeniže, S., Labat, J., Srećković, A. and Platiša, M. : 1991, *Contrib. Plasma Phys.* **31**, 63.
 Sugar, J. and Musgrove, A. : 1991, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **20**, 875.
 Uzelac, N. I. and Konjević, N. : 1989, *J. Phys. B*, **22**, 2517.
 Vitel, Y. and Skowronek, M. : 1987, *J. Phys. B*, **20**, 6493.

STARK WIDTHS AND SHIFTS PREDICTIONS FROM REGULARITIES FOR HIGHER MEMBERS OF SEVERAL Mg I AND Mg II SPECTRAL SERIES

J. PURIĆ, V. MILOSAVLJEVIĆ, M. MILOSAVLJEVIĆ and M. ĆUK

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

Abstract. Stark width and shift dependencies on the upper level ionization potential within several MgI and MgII spectral series have been found and discussed. After being well established using existing theoretical calculations the dependencies have been used to predict additional Stark broadening and shift data for several higher numbers of the investigated spectral series.

1. INTRODUCTION

A comprehensive set of Stark broadening data of MgI and MgII spectral lines [Dimitrijević and Sahal-Brechot, 1995a; Dimitrijević and Sahal-Bréchet, 1995b] has been used here to demonstrate the existence of Stark widths and shifts data regularities within several MgI and MgII spectral series. Namely, Stark parameters dependences on the upper level ionization potential of particular line within following spectral series :

MgI and MgII : 3s- np, 4s-np, 5s-np, 3p-ns, 4p-ns, 5p-ns, 3p-nd, 4p-nd, 5p-nd, 3d-np, 4d-np, 4f-nd have been found and discussed. Different kinds of regularities within Stark parameters of a given spectra can be explained on the bases of their dependence on the upper level ionization potential [Purić *et al.* 1991; Purić *et al.* 1993; Purić, 1993,]. A general form of that dependence is

$$\omega, d = A\chi^{-b} \quad (1)$$

where ω and d are the line width and shift in angular frequency units, respectively χ is the corresponding upper level ionization potential expressed in eV. Coefficients A and b depend on temperature and electron density but are independent of χ .

2. RESULTS AND DISCUSSION

It has been verified that the Eq.(1) is appropriate not only for the electron-impact width and shift but, also, for proton-, ionized helium- and ionized argon-impact parameters for the investigated ion spectral series. As the examples in Fig. 1. are given : a) electron-impact width (w_e) of Mg II 3p-ns and b) electron-impact width (w_e) of Mg I 3s - np spectral lines as the functions of the inverse value of the upper level ionization potential χ .

STARK WIDTH REGULARITIES WITHIN 3p - ns Mg II SPECTRAL SERIES (T= 5 000 K)

Electron density $N=1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$

corr=0.9998179

a=1.4905043e+12

b=2.1174732

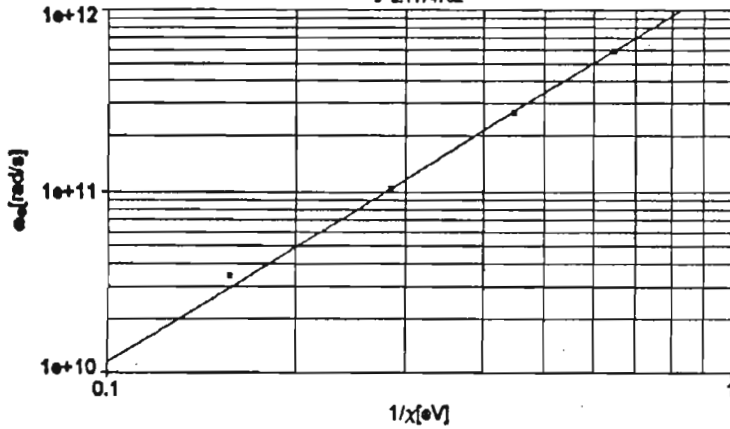


Fig. 1a.

STARK WIDTH REGULARITIES WITHIN 3s - np Mg I SPECTRAL SERIES (T= 5 000 K)

Electron density $N=1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

corr=0.9998179

a=2.325284e+10

b=2.2119625

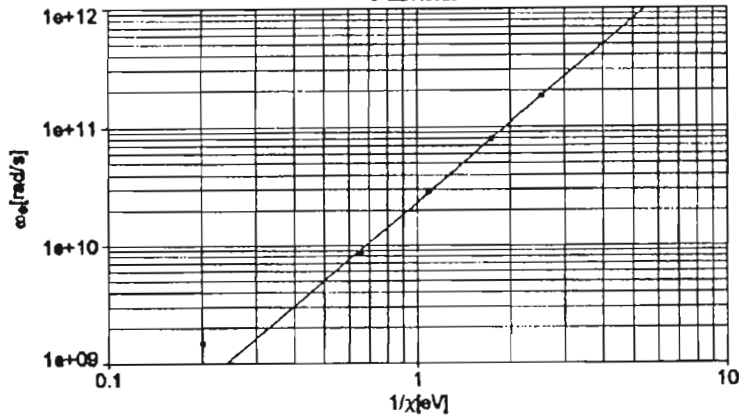


Fig. 1b.

Perturber density = $0,1E+17\text{cm}^{-3}$

Transitions	T	electron		proton		He II	
		A	b	A	b	A	b
MgII 3p-8s $\lambda=1307,87$ [Å] $x=1,1325$ [eV] $\frac{1}{z}=0,8830[\text{eV}]^{-1}$	5000	0,1097	0,06718	0,01608	0,01155	0,01338	0,008855
	10000	0,09846	0,07242	0,01898	0,01662	0,01585	0,01329
	20000	0,09202	0,06166	0,02360	0,02019	0,01827	0,01639
	50000	0,1028	0,05067	0,02649	0,02424	0,02270	0,020445
	100000	0,1055	0,03931	0,03422	0,02679	0,02629	0,02292
150000	0,1039	0,032015	0,02890	0,02840	0,02274	0,02274	
MgII 3p-9s $\lambda=1271,9$ [Å] $x=0,8645$ [eV] $\frac{1}{z}=1,1567[\text{eV}]^{-1}$	5000	0,1594	0,1034	0,03069	0,01964	0,02489	0,01479
	10000	0,1489	0,1174	0,034415	0,028845	0,02855	0,02291
	20000	0,1443	0,09887	0,04216	0,03496	0,03189	0,02824
	50000	0,1697	0,08250	0,04531	0,04198	0,03977	0,03584
	100000	0,1766	0,06331	0,06180	0,04580	0,004626	0,04031
150000	0,1741	0,05048	0,04705	0,04827	0,05825	0,03857	
MgII 4p-9s $\lambda=3173,7$ [Å] $x=1,1325$ [eV] $\frac{1}{z}=0,8830[\text{eV}]^{-1}$	5000	0,6567	0,3983	0,08945	0,06770	0,07315	0,05177
	10000	0,58565	0,4319	0,1077	0,09779	0,08886	0,07834
	20000	0,5456	0,36555	0,13535	0,1198	0,1038	0,09621
	50000	0,6086	0,2965	0,1521	0,1434	0,1289	0,1209
	100000	0,6137	0,2275	0,2000	0,1572	0,1505	0,1362
150000	0,6081	0,1881	0,1653	0,1664	0,18515	0,1347	
MgII 4p-9s $\lambda=2969,88,9$ [Å] $x=0,8645$ [eV] $\frac{1}{z}=1,1567[\text{eV}]^{-1}$	5000	0,8774	0,5718	0,15025	0,1062	0,1176	0,07969
	10000	0,8086	0,6556	0,1748	0,1574	0,1413	0,1252
	20000	0,7707	0,5484	0,2183	0,1927	0,1620	0,1535
	50000	0,8970	0,4475	0,2360	0,2308	0,2032	0,1971
	100000	0,89935	0,3395	0,3315	0,2487	0,2399	0,2231
150000	0,8914	0,2776	0,2441	0,2617	0,3100	0,2124	

Table 1.

By a comparison of the regularities found here and those presented elsewhere [Dimitrijević and Sahal-Bréchet, 1992 (Figures 1 - 7)] one can conclude that the method used here differs in the choice of the variable conveying atomic structure information. Prior work was based on the hydrogenic model. Consequently, it used integer principal quantum numbers instead of the upper level ionization potential. Although both parameters take into account the density of states perturbing the emitting state, the advantages of the present method are: (i) χ -based trend analyses achieve better fits; (ii) χ values the lowering of the ionization potential [Inglis and Teller, 1939] is taken into account, predicting merging with continuum when the plasma environment causes a line's upper state ionization potential to approach zero; and (iii) the χ dependence of w and d are theoretically expected [Purić *et al.* 1991; Purić *et al.* 1993; Purić, 1993]. Using the existing Stark parameters data for the investigated lines from Rb I spectral series the corresponding coefficients A and b from Eq. (1) are found. The corresponding correlation's factors were almost equal to unity. Therefore, the Eq. (1) can be used to calculate Stark parameters of the higher members of the spectral series not calculate so far. The results obtained by the above described procedure are given in Table 1. All data are normalized at an electron density N_e equal $1 \times 10^{23} \text{m}^{-3}$.

3. CONCLUSION

Stark parameters dependence on the upper level ionization potential, after being well established within particular series can be used for prediction of these parameters for the members where not available so far. The electron-, proton- and ionized helium-, and ionized argon-impact widths and shifts predicted by intraseries regressions analyses are of the same accuracy as the results used in the course of the calculation of coefficients A and b that are used in Eq.(1) to generate widths and shifts for higher series members. This method is computationally simple, involving each line's upper level ionization potential and one multiplicative and one exponential fitting parameter per spectral series and emitter temperature and electron density. Such method is conducive to the method's incorporation into mathematical simulations of stellar atmosphere opacities.

References

- Dimitrijević, M.S., and Sahal-Bréchet, S., 1992, *A&A*, **93**, 359.
 Dimitrijević, M.S., and Sahal-Bréchet, S., 1995a, *Physica Scripta* **42**, 41.
 Dimitrijević, M.S., and Sahal-Bréchet, S., 1995b, *Bull. Astron. Belgrade*, **151**, 101.
 Inglis, D.R., Teller, E., 1939, *ApJ*, **90**, 439.
 Purić, J., XXI ICPIG, 1993, Invited Papers, Bochum, 1993, p.
 Purić, J., Čuk, M., Dimitrijević, M.S., Lesage, A., 1991, *ApJ*, **382**, 353.
 Purić, J., Miller, M.H., Lesage, A., 1993, *ApJ*, **416**, 825.

MEASURED STARK PARAMETERS OF THE Ni I 397.356 nm SPECTRAL LINE

A. SREĆKOVIĆ, S. BUKVIĆ and S. DJENIŽE

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

Abstract. Stark width and shift of NiI 397.356 nm spectral line, originating from $a^1D - z^3P^0$ (31) multiplet of $3d^9(a^2D)4s - 3d^9(a^2D)4p$ transition array, have been measured for the electron density range of $1.8 \times 10^{23} - 4.2 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$ and for electron temperature range of 43 000 - 47 000 K in a pulsed linear arc plasma discharge in nitrogen.

1. INTRODUCTION

The abundance of nickel in the Universe makes the neutral and ionized nickel spectral lines of importance for astrophysical diagnostic purposes. Spectral lines of NiI and NiII are present in the spectras of G-K type of stars (Edvardson 1988; Tautvaisiene & Straizys 1991). The contribution of various mechanismus to the spectral line broadening is discussed in detail in Lanz et al. (1988). However, only two papers are devoted to the experimental investigation of NiI spectral lines (Djenize et al. 1994; Skuljan et al. 1995). To the knowledge of the authors, experimental Stark width and shift of NiI 397.356 nm spectral line have not yet been published (Konjević and Wiese, 1984,1990; Fuhr & Lesage, 1993 and references therein).

The aim of this investigation is to provide, for the first time, experimental Stark FWHM (full-width at half intensity maximum) and shift of the NiI 397.356 nm spectral line, originating from $a^1D - z^3P^0$ (31) multiplet of $3d^9(a^2D)4s - 3d^9(a^2D)4p$ transition array.

Results were obtained using the plasma of a linear pulsed arc discharge in nitrogen described by Djenize et al. (1996).

2. EXPERIMENT

A reliable plasma source has been constructed, the plasma was generated by a pulsed discharge of 8.0 μF condenser initially charged to 2.8 kV. As a working gas we used nitrogen of the pressure of 266 Pa.

The plasma source consist of Pyrex discharge tube of 5 mm i. d. and effective plasma length of 80 mm. Both electrodes are made of nickel and iron (98% Ni + 2% Fe). The quantity of nickel atoms sputtered from electrodes was sufficient for spectroscopic observation. The spectroscopic observations are made end-on, along the axis of the discharge tube.

The electric properties of the pulsed discharge were measured by Rogowski coil, the following values were found : discharge current maximum 6.0 kA, discharge period

100 μs , logarithmic decrement 0.9 and circuit self-inductance 2.4 μH .

Parameters of the pulsed plasma were determined by a standard diagnostic method. Electron temperature (T) was found from the ratios of the relative intensities of NIV 347.869 nm, NIII 393.852 nm and NII 399.00 nm spectral lines assuming existence of the LTE. The Measured electron temperature was in the range (43 000-47 000) K, with $\pm 15\%$ error. Atomic parameters required were taken from Wiese et al. (1966). The electron density (N) was found by a single wavelength laser interferometry using visible 632.8 nm He-Ne laser line. The measured electron density values were $(1.8-4.2) \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, within $\pm 8\%$ accuracy. Temporal evolution of electron temperature (T) and electron density (N) in the decaying plasma are given in Fig. 1.

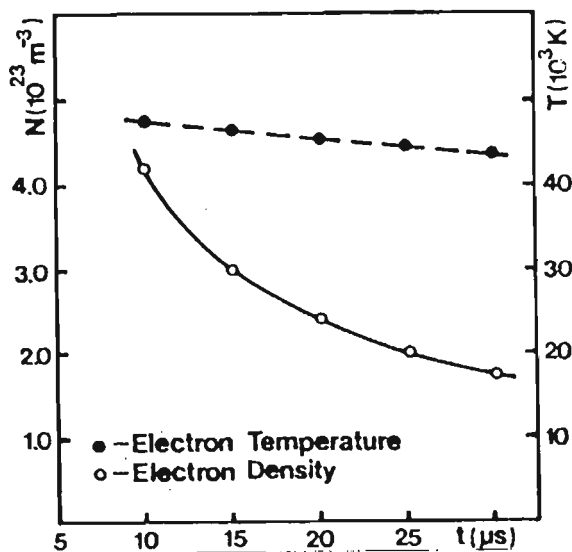


Fig. 1. Temporal evolution of electron temperature (T) and electron density (N) in the decaying nitrogen plasma.

Scanning of the spectral-line profile was done by using a shot-to-shot technique while advancing the exit slit photomultiplier combination in small wavelength steps described in Djeniže et al (1991; 1992). The photomultiplier signal was digitalized using HAMEG 205-2 oscilloscope interfaced to a computer.

The measured profile was of 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 are estimated to be smaller by more than an order of magnitude in comparison with Stark, Doppler and instrumental broadening. A standard deconvolution procedure (Davies & Vaughan, 1963) was used. The deconvolution procedure was computerized using the least square algorithm. A sample output is shown in Fig. 2.

The Stark width values were measured on 10, 12, 15 and 20 μs after the beginning of a discharge. Experimental error in evaluation of the measured Stark FWHM (w_m) was $\pm 15\%$, at given electron temperature and density.

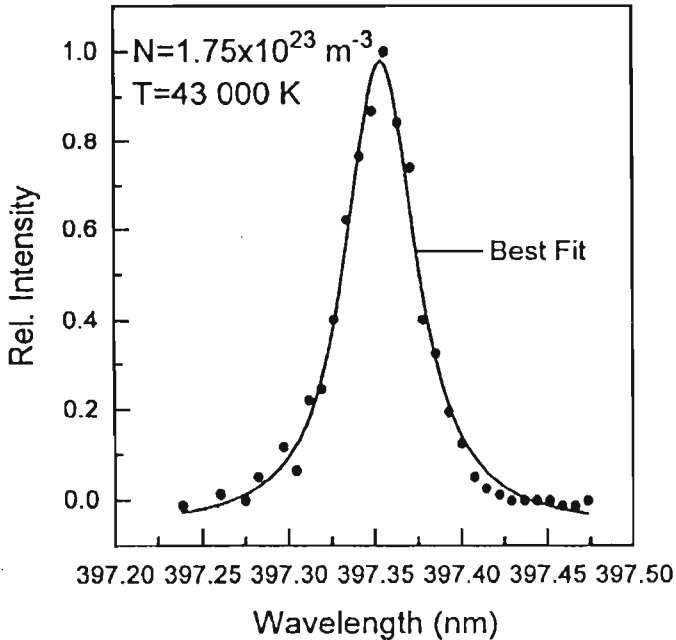


Fig. 2. Ni I 397.356 nm line profil at $T=43\ 000\ \text{K}$ and $N=1.75 \times 10^{23}\ \text{m}^{-3}$:
 • - experimental points, solid line corresponding Voigt profile (best fit).

Reproducibility of the plasma has been checked by monitoring of the radiation originating from working gas atoms. We found that plasma reproducibility was at least 95%. Also, reproducibility of the investigated NiI spectral line radiation was about 90% what can be taken as acceptable considering the method by which the nickel atoms were introduced.

The selfabsorption of the measured spectral line can be neglected, owing to a very low concentration of the investigated emitting atomic species in the plasma considering the method by which these species were introduced in the plasma.

The Stark shift was measured relatively to the unshifted spectral line emitted by the same plasma, observed at a later time and lower electron densities during the plasma decay (Purić & Konjević 1972). The Stark-shift data (d_m) were determined with absolute error of $\pm 0.001\ \text{nm}$ at given electron temperature and density.

The NiI transition were identified using tables by Zaidel et al. (1977) and Moore (1952).

3. RESULTS

The results of measured w_m (in $10^{-1}\ \text{nm}$) and d_m (in $10^{-1}\ \text{nm}$) of investigated NiI 397.356 nm spectral line, originating from $a^1D - z^3P^0$ (31) multiplet of $3d^9(a^2D)4s - 3d^9(a^2D)4p$ transition array, at the given T (in $10^4\ \text{K}$) and N (in $10^{23}\ \text{m}^{-3}$) are presented in Table 1.

Table 1. Measured Stark FWHM (w_m in 10^{-1} nm) and shift (d_m in 10^{-1} nm) values for NiI 397.356 nm spectral line, at given electron temperature (T in 10^4 K) and electron density (N in 10^{23} m $^{-3}$). A positive shift is toward the red.

T (10^4 K)	N (10^{23} m $^{-3}$)	$w_m(10^{-1}$ nm)	$d_m(10^{-1}$ nm)
4.7	4.2	0.781	0.072
4.7	3.6	0.700	0.056
4.7	3.0	0.692	0.029
4.6	2.4	0.550	0.029

To the knowledge of the authors no calculated Stark parameter values exist for the spectral line, investigated here.

Acknowledgements

This research was supported by Ministry of Science and Technology the Republic of Serbia.

References

- Davies, J. T., Vaughan, J. M. : 1963, *Astrophys. J.* **137**, 1303.
Djeniže, S., Srećković, A., Labat, J., Konjević, R., Popović, L. : 1991, *Phys. Rev. A*, **44**, 410.
Djeniže, S., Srećković, A., Labat, J. et al. : 1992, *Z. Phys. D* **24**, 1.
Djeniže, S., Skuljan, Lj., Labat, J., Bukvić, S., Konjević, R. : 1994, *A&A Supp. Series*, **105**, 115.
Djeniže, S., Bukvić, S., Srećković, A., Platiša, M. : 1996, *J. Phys. B*. **29**, 429.
Edvardson B. : 1988, *A&A*, **190**, 148.
Fuhr, J. R., Lesage, A. : 1993, Bibliography on Atomic Line Shapes and Shifts (July 1978 through March 1992) NIST Special Publication 366, Supplement 4, U.S.D.C. National Institute of Standards and Technology.
Konjević, N., Wiese, W. L. : 1984, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, Vol. **19**, No. 6.
Konjević, N., Wiese, W. L. : 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **19**, 1324.
Lanz, T., Dimitrijević, M. S., Artu, M. C. : 1988, *A&A*, **192**, 249.
Moore, C. E. 1952, Atomic energy Levels, NSRDS-NBS, 467, Vol. II, Washington.
Purić, J., Konjević, N. : 1972, *Z. Phys.* **249**, 449.
Skuljan, Lj., Bukvić, B., Srećković, A., Djeniže, S. : 1995, *Bull. Astron. Belgrade*, **152**, 17.
Tautvaisiene, G. Yu., Straizys, V. L. : 1991, *Bull. Spec. Astrophys. Obs. North. Caucasus*, **28**.
Wiese, W.L., Smith, M.W., Glennon, B.M. : 1966, Atomic Transition Probabilities, NSRDS-NBS (U.S.GPO, Washington, D.C.) Vol. I.
Zaidel, A., N., Prokopjev, V.K., Raisky, S.M. et al. : 1977, *Tablitsy Spectralnyh Linii* (in Russian), Nauka, Moscow.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ВОДОРОДА ВБЛИЗИ ПОРОГОВ СПЕКТРАЛЬНЫХ СЕРИЙ

К. Л. СТЕПАНОВ, Л. К. СТАНЧИЦ

Институт тепло- и массообмена АНВ, 220072, Минск, Вровки 15, Беларусь

Аннотация. Приведены расчеты эволюции спектров излучения водородной плазмы вблизи порога бальмеровской серии при повышении электронной концентрации. Дается сопоставление экспериментальных данных и расчетов в широком диапазоне параметров плазмы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектральные линии водорода при приближении к границе серии становятся все более широкими, перекрываются и постепенно переходят в континуум. При малых параметрах неидеальности слияние высших членов серий определяет кажущийся сдвиг границы рекомбинации в длинноволновую область. С ростом неидеальности область влияния ее оказывается соизмеримой с протяженностью серии. Существует две основные гипотезы об эволюции спектра с увеличением параметра неидеальности. Согласно первой (Виберман, Гурович, Севастьяненко) (принцип спектроскопической устойчивости) рост микрополя вызывает уширение и слияние линий в квазиконтинуум, который переходит в истинный континуум с сохранением плотности сил осцилляторов. Согласно другой гипотезе (Кобзев, Куриленков, Vučković) искажение внутриатомного потенциала в микрополе плазмы приводит к нереализации верхних уровней атома вблизи порога фоторекомбинации. При этом распределение интенсивности вблизи порога имеет провал. Ниже приводится сравнение опытных данных с результатами расчетов по этим двум моделям влияния микрополя плазмы на ее оптические свойства.

2. ТЕОРИЯ

Во во внешнем электрическом поле возможен процесс спонтанной ионизации атома (автоионизация). При этом распад состояния m идет по двум каналам: радиационный переход на нижний уровень n и безизлучательный подбарьерный переход. Конкуренция этих процессов ведет к ослаблению спектральной линии с коэффициентом ослабления пропорциональным $A_{mn}/(A_{mn} + S_m(F))$. Когда величина $S_m(F)$ окажется $\sim 10^2 A_{mn}$, спектральная линия исчезает. Если при этом $S_m(F) \ll 1$, справедлива теория возмущений, и энергетический уровень квазистационарен. С ростом поля $S_m(F)$ возрастает и происходит обрезание уровня. Можно ввести средний по серии, начинающейся с нижнего уровня n , коэффициент ослабления линейчатого излучения на частоте ω :

$$j_n(\omega, F) = \frac{A_{mn}}{A_{mn} + S_m(F)} \quad (1)$$

$$A_{mn} = \frac{16}{3\pi\sqrt{3}} \alpha^3 \frac{Ry}{\hbar} \frac{1}{\pi m^3(m^2 - n^2)} \quad m = \sqrt{\frac{Ry}{Ry/n^2 - \hbar\omega}}$$

Коэффициент ослабления (1) необходимо осреднить по распределению штарковского микрополя $W(F)$ в плазме (Ноорег). Поскольку $j \approx 1$ при $F < F^*$

и $j \approx 0$ при $F > F^*$, где величина критического поля для данной частоты (квантового числа m) примерно равна

$$F_m^* = \frac{e}{a_0^2} \frac{1}{16m^4}, \quad (2)$$

коэффициент ослабления оказывается равным

$$j_n(\omega) = \int_0^\infty j_n(\omega, F) W(F) dF = \int_0^{F_n^*} W(F) dF = \int_0^{\beta_n^*} W(\beta) d\beta \quad (3)$$

В (3) $\beta = F/F_0$, $F_0 = 2.603eN_i^{2/3}$ - "нормальная" напряженность поля в плазме по Хольцмарку, N_i - концентрация ионов. С учетом ослабления контур спектральной линии имеет вид:

$$J_{m,n}(\omega) = J_{m,n}^0(\omega) j_n(\omega) \quad (4)$$

где $J_{m,n}^0(\omega)$ - рассчитанный при совместном действии электронов и ионов контур (Грим), в котором автоионизация не учтена.

Согласно принципу спектроскопической устойчивости, части контуров, соответствующие полям $F > F^*$, образуют квазиконтинуум. При этом эффективное сечение фоторекомбинации, усредненное по распределению микрополей, в интервале $\omega, \omega + d\omega$ есть

$$\sigma_n(\omega) = \sigma_n^0(\omega) \left[1 - \int_0^{\beta_n^*} W(\beta) d\beta \right] \quad (5)$$

где $\sigma_n^0(\omega)$ - сечение, аналитически продолженное в допороговую область.

Микрополе плазмы приводит к ограничению электронной статистической суммы и поправкам к статистическому весу уровня (Гурович, Севастьяненко)

$$j_n = \int_0^{\beta_n^*} W(\beta) d\beta \quad (6)$$

Величина $\beta_n^* \sim n^{-4}$ монотонно убывает при возрастании квантового числа n и быстро стремится к нулю.

При вычислении спектральных характеристик излучения плазмы водорода тормозной спектр определялся в квазиклассическом приближении Крамерса с поправками Гаунта, для фоторекомбинационного континуума применялись точные формулы нерелятивистского дипольного приближения Штоббе, контура спектральных линий задавались табличными данными Грима, представляющими результат совместного действия электронного уширения и штарковского расщепления, осредненного по распределению микрополей.

Пример расчета излучения водорода вблизи порога бальмеровской серии, в котором учтено растворение спектральных линий и допороговая рекомбинация, представлен на рис.1 (параметр идеальности $\alpha = r_0/D = 0.525$, где r_0 - среднее межчастичное расстояние, D - дебаевский радиус). Здесь же приведены экспериментальные данные (Behringer). Видно, что между ними имеется хорошее соответствие.

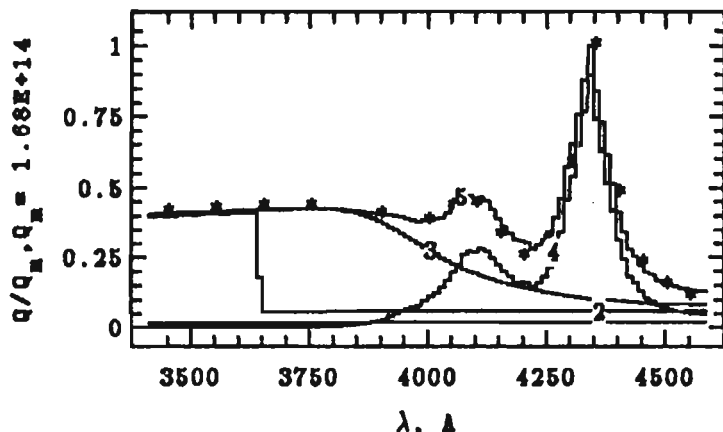


Рис.1. Коэффициент излучения водорода с параметрами $T = 16250 K$, $N_e = 1.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. 1 - торасовое излучение; 2 - непрерывный идеальный спектр; 3 - непрерывное излучение с учетом растворения линий и допороговой рекомбинации; 4 - излучение спектральных линий с учетом их растворения; 5 - полный коэффициент излучения. * - эксперимент (Vejlgaard)

При возрастании параметра неидеальности экспериментальные данные по излучению в области идеального порога оказываются ниже расчетных значений, полученных в приближении слабой неидеальности. Рассмотрим влияние на припороговое поведение спектров статистического размытия порога фоторекомбинации в плазменном микрополе. В постоянном в пределах атома электрическом поле напряженностью F сдвиг порога ионизации можно оценить по формуле Уизольда

$$\Delta E(F) = 2e\sqrt{eF} \quad (7)$$

Интенсивность фоторекомбинационного континуума при рекомбинации на уровень с главным квантовым числом n связана с сечением фотоионизационного поглощения σ_n^{ij} и населенностью этого уровня N_n соотношением

$$J_n(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) N_n \sigma_n^{ij}(\nu) \quad (8)$$

Отсюда интенсивность испускания на частоте ν в поле F равна (Vujlović)

$$J_n(\nu, F) = \begin{cases} J_0 g_{ij} N_e N_i n^{-3} T^{-3/2} \exp\left[-\frac{h\nu - (E_n - \Delta E_n)}{kT}\right], & h\nu \geq E_n - \Delta E_n(F) \\ 0, & h\nu < E_n - \Delta E_n(F) \end{cases} \quad (9)$$

где E_n - энергия ионизации уровня, g_{ij} - фактор Гаунта для связанно-свободных переходов, $J_0 = 2.146 \cdot 10^{-32} \text{ эрг см}^3 \text{ град}^{3/2}$.

Осредняя выражение (9) по распределению микрополей $W(F)$, получим

$$J(\nu) = J_0 g_{ij} \frac{N_e N_i}{n^3 T^{3/2}} \exp\left[-\frac{h\nu - E_n}{kT}\right] \int_0^\infty W(\beta) \exp(-q\beta^{1/2}) d\beta \quad (10)$$

Параметр $q = 3.23e^2 N_i^{1/3} / kT$, $\beta = F/F_0$, граничная напряженность поля определяется условием $\Delta E_n(F_0) = E_n - h\nu$, т.е. зависящее от частоты минимальное поле β_0 имеет вид

$$\beta_0 = \begin{cases} ((E_n - h\nu) / (3.23e^2 N_i^{1/3}))^2, & h\nu < E_n \\ 0, & h\nu \geq E_n \end{cases} \quad (11)$$

Отметим, что выражение в (10) зависит от параметра неидеальности. Под интегралом стоит величина

$$W(\beta) \exp \left[-2\sqrt{2\pi} / (3(5\pi)^{1/3}) \left(\frac{r_0}{D} \right)^2 \sqrt{\beta} \right], \quad (12)$$

где $r_0 = [3 / (4\pi N_i)]^{1/3}$, $D = [kT / (4\pi e^2 N_i)]^{1/2}$. Вследствие этого (10) с ростом r_0/D убывает как с коротковолновой стороны от порога рекомбинации (здесь $\beta_0 = 0$), так и с длинноволновой стороны, где $\beta_0 > 0$.

Сравнение экспериментальных данных и расчета по (10)–(12) для более высоких значений N_e (параметр неидеальности $a = r_0/D = 0.633$) представлено на рис.2.

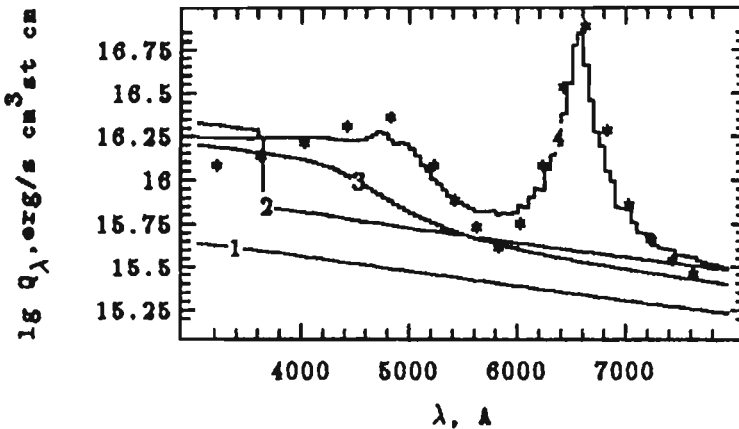


Рис.2. Коэффициент излучения водорода с параметрами $T = 32000 \text{ K}$, $N_e = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. 1 - тормозное излучение; 2 - непрерывный идеальный спектр; 3 - непрерывное излучение с учетом статистического размытия порога рекомбинации; 4 - полный коэффициент излучения. * - эксперимент (Газариков)

Видно, что и в этом случае имеет место хорошее согласие расчетов и эксперимента в большей части спектра.

Литература

Вейнберг К.: 1971, *Zs. Phys.* 248, 333.
 Виберман Л.М., Норман Г.Ф.: 1967, *УФН*, 91, 193.
 Газариков В.В., Газарикова Т.В., Федорова Т.Н.: 1967, 7 Всес. конф. по физике низкотемп. плазмы. -ч.2, 32.
 Грим Г.: 1978, Уширение спектральных линий в плазме.
 Гурович В.И., Фигельман В.С.: 1972, *ЖЭТФ*, 72, 444.
 Ноорег С.Р.: 1968, *Phys. Rev.* 188, 215.
 Кобзарь Г.А., Куралешкин Ю.К.: 1978, *ТВТ*, 16, 458.
 Овзасташенко В.Г.: 1980, *Докл. диссертация*, Новосибирск.
 Vajnaović V. J.: 1970, *JQSRT*, 10, 929.

ARRIVAL TIME SPECTRUM OF ELECTRON AND ION AVALANCHES AT VERY HIGH E/n IN NITROGEN

V.D. STOJANOVIĆ and Z.Lj. PETROVIĆ
Institute of Physics, 11080 Belgrade, P.O.Box 68, Yugoslavia

Abstract. In this paper present the results of Monte Carlo simulation (MCS) of electron and fast heavy particle transport in nitrogen at very high E/n (E - electric field, n - gas density). The simulations are aimed at modeling the experimental data of Gyls et al. (1989) for pulsed current and photon waveforms obtained under non- selfsustained conditions. The MCS results are in excellent agreement with the experimental data thus confirming the assumed kinetic scheme whereby most of the excitation and ionization is performed by heavy particles.

1. INTRODUCTION

Phelps and coworkers have performed a number of experiments at very high E/n where they studied non- equilibrium kinetics of electrons and heavy particles (Jelenković and Phelps (1987), Phelps and Jelenković (1988), Gyls et al (1989)). Their experiments were supported by a beam like one dimensional theory (Phelps et al. (1987)).

2. MONTE CARLO SIMULATION

We have developed a three dimensional MCS code for simulation of coupled kinetics of electrons, ions and fast neutrals. The electron collisions are represented by the best total cross sections from the literature both for elastic and inelastic scattering. Differential cross sections from the literature are used in up to 70 different energy segments for each process to describe the anisotropy of scattering. Non- conservative scattering is represented by the best available data for energy partitioning and by following the secondary electrons. Finally electrons that hit the anode may be reflected, the reflection coefficient depending on the initial energy, and secondaries may be released as well. Energy and angular distributions of the back scattered particles are taken from the literature.

Ion collisions are represented by the cross sections, both isotropic and anisotropic, taken from the review by Phelps (1991). In nitrogen we follow molecular and atomic ions, the former making a dominant contribution. The anisotropic cross section set was extended from high energies where charge transfer dominates and from the low energies where polarization interaction dominates to the mid energy range to complete the set of cross sections. Fast neutral cross sections were taken from the review by Phelps as well but the particles were followed only down to the threshold energy for excitation.

The code is developed in such a way so that both Steady State Townsend, Pulsed Townsend and Time of Flight experimental conditions can be sampled by appropriate integration. The code was tested for moderate and low E/n conditions where it give transport coefficients with the uncertainty of less than 1 %. It was also tested against the transport coefficients for ions in nitrogen and argon.

3. RESULTS

In Figure 1. we show the arrival time spectrum of the particles at the anode. The direct electron and ion contribution is separated from the secondary contributions due to ionization by ions and fast neutrals. The results are in agreement with the time resolved current waveforms obtained by Gylys et al. (1989) but direct comparison cannot be made since the experimental data are obtained with a much poorer resolution so only the position of peaks can be claimed to be consistent. A much better quantitative comparison can be provided with the integrated (Pulsed Townsend) waveforms. In Figure 2. we show the comparison of our integrated particle flux data with the waveform obtained by emission integration which is identical to that obtained by cur-

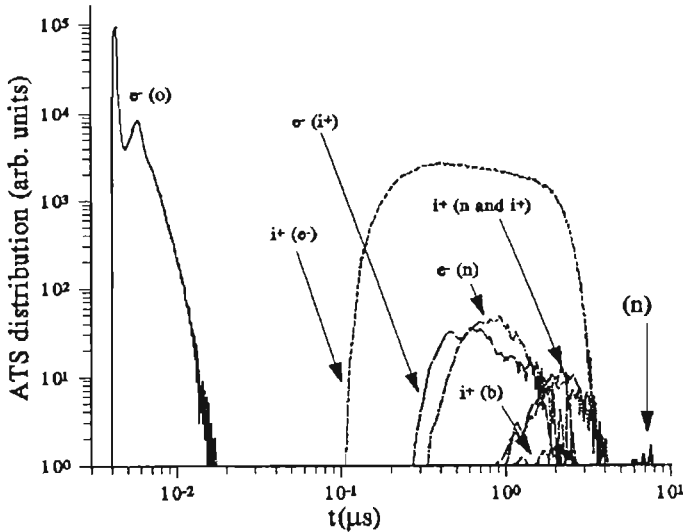


Fig. 1. Arrival Time Spectrum (ATS) of electrons, ions and neutrals induced by 500 000 electrons released from the cathode. $E/n = 52 \text{ kTd}$, $nd = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$, $d = 0.04 \text{ m}$ (d-interelectrode distance). $e^-(o)$ - ATS for direct electrons arriving at anode; $i^+(e^-)$ - ATS of ions formed in ionizing collisions of direct electrons; $e^-(i^+)$ - electron ATS produced in ions avalanche, $e^-(n)$ - electron ATS produced in fast neutrals transport, both groups arriving at anode; $i^+(n, i^+)$ - ion ATS at cathode formed during the transport of electrons created by heavy particles; (n) ATS of fast neutrals at the cathode; $i^+(b)$ - ATS of ions produced by the backscattered electrons from the graphite anode surface.

rent integration. The sharply rising edge is due to integration of the electrons and the slowly rising is due to ions and electrons produced by ions. Thus the relative magnitude of the two steps gives the ratio of particle multiplication by electrons and by ions. The MCS result is in excellent agreement with the experimental data. The agreement is maintained for all other values of nd .

We may thus conclude that the kinetic model for high E/n ionization proposed by Phelps (1990) which was incorporated into the MCS code and extended by the best available data for differential cross sections, gives excellent agreement with the pulsed waveform and integrated waveform data of Gylys et al. (1989).

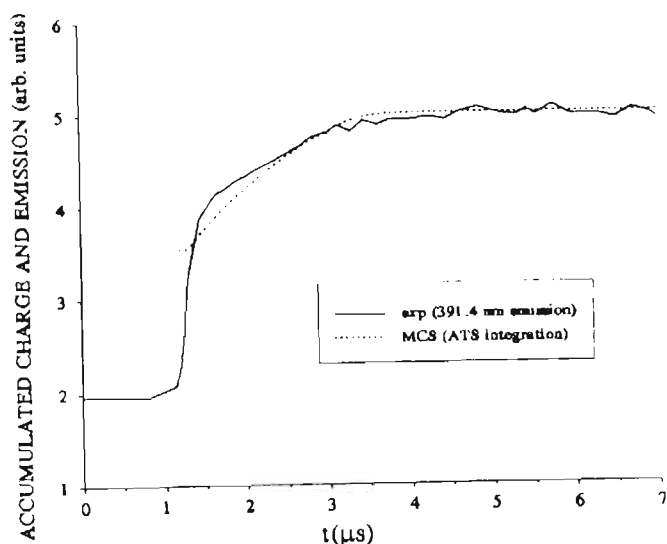


Fig. 2. Waveform of the integrated ATS for electrons and ions (MCS) and emission of 391.4 nm band of N_2^+ obtained in experiment. $E/n = 52 \text{ kTd}$, $nd = 3.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$, $d = 0.04 \text{ m}$.

References

- Gylys V.T., Jelenković B.M., and Phelps A.V., 1989, *J. Appl. Phys.*, **65**, 3369.
 Jelenković B.M. and A.V. Phelps, 1987, *Phys. Rev. A*, **36**, 5310.
 Scott D.A. and Phelps A.V., 1991, *Phys. Rev. A*, **43**, 3043.
 Phelps A.V., Jelenković B.M. and Pitchford L.C., 1987, *Phys. Rev. A*, **36**, 5327.
 Phelps A.V. and Jelenković B.M., 1988, *Phys. Rev. A*, **38**, 2975.
 Phelps A.V., 1990, in *Nonequilibrium Effects in Ion and Electron Transport*, Plenum Press, New York, eds. J.W. Gallagher et al., p.427.
 Phelps A.V., 1991, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, **20**, 557.

ОСОБЕННОСТИ ГАЛЬВАНОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ ГЕЛИЯ И ГЕЛИЙ-НЕОНОВОЙ СМЕСИ

В.М. ЯСИНСКИЙ

Институт физики Академии наук Беларуси
220072, Минск, пр. Ф.Скорины, 70
E-mail: ifanbel%bas03.basnet.minsk.by@demios.su

Аннотация: Проведены экспериментальные исследования гальваномагнитного эффекта в тлеющем разряде гелия и гелий-неоновой смеси. Предложено использовать особенности гальваномагнитного эффекта для диагностики низкотемпературной плазмы.

1. Введение

Известно, что гальваномагнитные явления служат мощным и порой единственным инструментом для исследования фундаментальных свойств твердых проводников (Кучис, 1990). В то же время для диагностики плазмы гальваномагнитные явления практически не используются. В настоящей работе экспериментально изучены особенности гальваномагнитного эффекта в тлеющем разряде гелия и гелий-неоновой смеси и предложено использовать эти особенности для диагностики плазмы.

2. Эксперимент

Эксперименты проводились с газоразрядной трубкой длиной 100 мм и внутренним диаметром 2 мм, в которой зажигался тлеющий разряд постоянного тока. На центральный участок трубки длиной 10 мм накладывалось постоянное поперечное магнитное поле H , promo-

дулированное гармоническим сигналом с частотой 120 Гц и амплитудой $\sim 0,2$ Э. Проводилась регистрация глубины модуляции m_i тока разряда i на частоте модуляции от величины постоянного магнитного поля H , т.е. фактически измерялась производная функции $i(H)$ при разных значениях постоянного магнитного поля ($m_i = \partial i / \partial H$). На рис. 1 представлено семейство зависимостей $m_i(H)$, полученных в разряде ${}^3\text{He}$. Видно, что чем меньше давление, тем более ярко выражен резонансный характер зависимости $m_i(H)$ в области слабых магнитных полей. При давлении 1 Тор зависимость $m_i(H)$ в области нулевых магнитных полей имеет особенность,

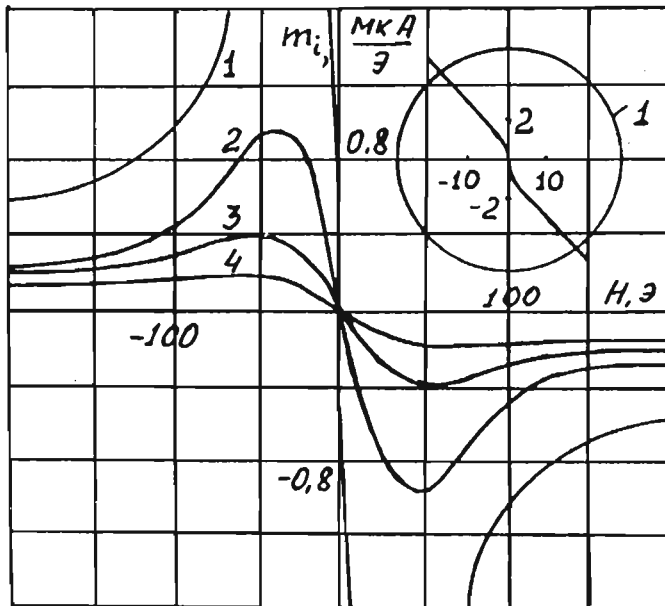


Рис. 1. $i(H=0)=5$ мА, $p=1$ Тор(1), 1,5(2), 2(3), 2,5(4).

которая в удобном масштабе выделена отдельно. Эта особенность состоит в резком изменении наклона зависимости вблизи $H = 0$. С ростом давления она исче-

зает. Увеличение тока разряда приводит к небольшому уменьшению размаха зависимостей $m_i(H)$, не изменяя их по форме. Наложение одновременно с поперечным магнитным полем небольшого продольного поля ~ 10 Э также не изменяет характера особенности в центре кривой 1, приводя только к небольшому увеличению размаха зависимости. Следует отметить, что характер изменения зависимостей на рис. 1 соответствует случаю, когда поперечное магнитное поле приводит к уменьшению тока разряда, что соответствует традиционным представлениям.

На рис. 2 представлены аналогичные зависимости для смеси газов $^{22}\text{Ne}:^3\text{He}=1:9$. Небольшая добавка неона, во-первых, уменьшает абсолютную величину $m_i(H)$

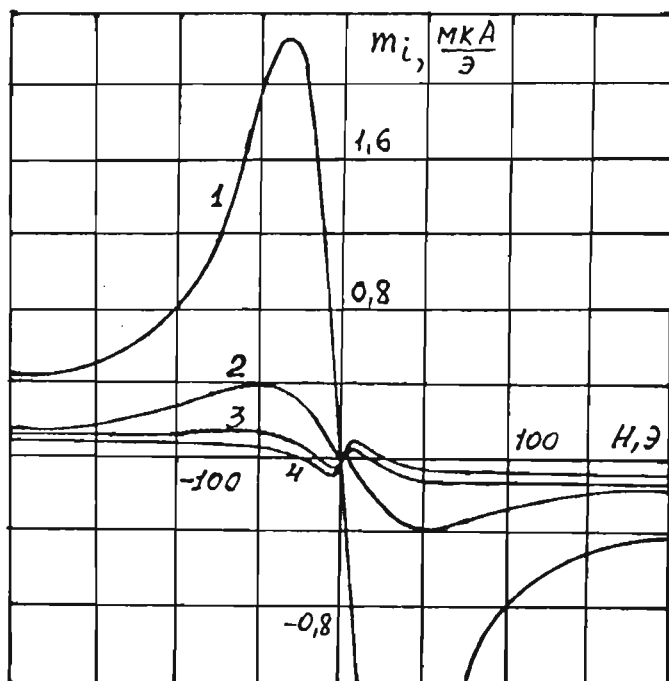


Рис. 2. $i(H=0)=5$ мА, $p=1$ Тор(1), 1,5(2), 2(3), 2,5(4).

по сравнению с разрядом в чистом гелии и, во-вторых, приводит к появлению в области $H = 0$ дисперсионной кривой противоположного знака. Наклон этой кривой соответствует случаю аномального поведения тока разряда под действием поперечного магнитного поля, когда рост поля приводит к увеличению тока разряда (Гуделев, Ясинский, 1983; Gudelev, Yasinski, 1985). Видно, что эта область магнитных полей зависит от давления смеси. Воздействие продольного магнитного поля величиной ~ 10 Э приводит к исчезновению кривой противоположного знака и кривые $m_i(H)$ для гелий-неоновой смеси становятся по виду аналогичными кривым для чистого гелия.

Таким образом, экспериментально показано, что гальваномангнитный эффект в положительном столбе тлеющего разряда зависит от состава и давления газов, тока разряда, величины и направления внешних магнитных полей. Для использования гальваномангнитного эффекта в целях диагностики плазмы необходимо построить теорию этого эффекта, которая в настоящее время отсутствует.

Литература

- Кучис Е.В.: 1990, Гальваномангнитные эффекты и методы их исследования, М., Радио и связь.
 Гуделев В.Г., Ясинский В.М.: 1983, ЖТФ, **53**, 1213.
 Gudelev V.G., Yasinski V.M.: 1985, Proc. XVII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases.

AUTHOR INDEX

Агеев В. А.	43
Ажаронок В. В.	47
Ананин С. И.	7
Архипенко В. И.	9, 51
Асташинский В. М.	7, 55, 59
Багино Д. В.	63
Баканович Г. И.	55
Влагојевић В.	67
Боровик Ф. Н.	71
Бохонов А. Ф.	43
Босак Н. А.	129
Bukvić S.	147
Burakov V. S.	75, 79
Бык А. П.	83
Videnović I. R.	23, 85, 89
Vince I.	11
Vitiaz P.	93, 117, 119
Vujičić B. T.	21, 109
Gaković B.	95
Гайко О. Л.	133
Гончаров В. К.	13, 83
Dimitrijević M. S.	5, 17, 19, 27, 67, 97, 139
Djeniže S.	101, 147
Djurović S.	21, 105, 109
Dubelić T.	117, 121, 123
Ефремов В. В.	129
Жуковский В. В.	43
Золотовский А. И.	63
Ivković M.	113
Ilyshenko A.	93, 117, 119, 121, 123
Ilyshenko E.	119
Jovičević S.	113
Jokić T.	95
Kalinovsky V.	119
Kobilarov R.	21, 105, 109
Концевой В. Л.	13
Koņjević N.	23, 67, 85, 89, 105, 113
Костюкевич Е. А.	55
Кравцевич И. И.	83
Kuznecik O. P.	25
Kuraica M. M.	23, 85, 89
Labat J.	101
Маньковский А. А.	55, 59

Mijatović Z.	21, 105, 109
Milosavljević V.	143
Milosavljević M.	143
Минько, Л. Я.	7, 19, 29, 55, 59, 125, 129
Mihajlov A. A.	27
Морозов А. И.	7
Насонов В. И.	125
Naumenko N.	123
Naumenkov P. A.	75, 79
Невдах В. В.	133
Некращевич Я. И.	47, 133
Nenadović T. M.	33, 95
Okovity V.	93, 117, 119, 121, 123
Орлов Л. Н.	47, 133, 137
Pavlov M.	21, 109
Petrović Z. Lj.	35, 155
Pisarev V. A.	51
Popović L. Č.	139
Popović M. V.	67
Пузырев М. В.	13
Purić J.	143
Raikov S. N.	75
Savić I.	109
Sahal-Bréchet S.	97
Сиколенко А. Е.	83
Simonchik L. V.	51
Смягликов И. П.	63
Sobolevskij S.	93, 117, 119, 121, 123
Srećković A.	147
Станчиц Л. К.	151
Степанов К. Л.	71, 151
Stojanović V. D.	155
Shimanovich V.	123
Тарасенко Н. В.	37, 79
Терешин В. И.	7
Толкач В. И.	39
Ćuk M.	143
Филатова И. И.	47
Хават Ш. аль	137
Чеботарев В. В.	7
Чумаков А. Н.	41, 129
Шиманович В. Д.	47, 63
Янковский А. А.	43
Ясинский В. М.	159

LIST OF PARTICIPANTS

- Агеев В. А., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Ажаронок В. В., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Ананин С. И., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Архипенко В. И., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Асташинский В. М., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Багино Д. В., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Баканович Г. И., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Blagojević B., Institute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
- Боровик Ф. Н., Институт тепло- и массообмена АНБ, Минск, Беларусь
- Бохонов А. Ф., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Босак Н. А., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Bukvić S., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
- Burakov V. S., Institute of Molecular and Atomic Physics, Minsk, Belarus
- Бык А. П., Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко, Минск, Беларусь
- Videnović I. R., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
- Vince I., Astronomical Observatory, Belgrade, Yugoslavia
- Vitiaz P., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
- Vujičić B. T., Institute of Physics, Novi Sad, Yugoslavia
- Gaković B., Institute of Nuclear Sciences "Vinča", Belgrade, Yugoslavia
- Гайко О. Л., Институт физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Гончаров В. К., Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко, Минск, Беларусь
- Dimitrijević M. S., Astronomical Observatory, Belgrade, Yugoslavia
- Djeniže S., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
- Djurović S., Institute of Physics, Novi Sad, Yugoslavia
- Dubelir T., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
- Ефремов В. В., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Жуковский В. В., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Золотовский А. И., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь

Ivković M., Insitute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
 Ilyschenko A., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
 Ilyschenko E., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
 Jovičević S., Insitute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
 Jokić T., Institute of Nuclear Sciences "Vinča", Belgrade, Yugoslavia
 Kalinovsky V., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
 Kobilarov R., Institute of Physics, Novi Sad, Yugoslavia
 Концевой В. Л., Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко,
 Минск, Беларусь
 Konjević N., Insitute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
 Костюкевич Е. А., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск,
 Беларусь
 Кравцевич И. И., Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севче-
 нко, Минск, Беларусь
 Kuznechik O. P., Observatory BSU, Minsk, Belarussia
 Kuraica M. M., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
 Labat J., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
 Маньковский А. А., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси,
 Минск, Беларусь
 Mijatović Z., Institute of Physics, Novi Sad, Yugoslavia
 Milosavljević V., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
 Milosavljević M., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
 Минько, Л. Я., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск,
 Беларусь
 Mihajlov A. A., Insitute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
 Морозов А. И., РИЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия
 Насонов В. И., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск,
 Беларусь
 Naumenko N., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
 Naumenkov P. A., Institute of Molecular and Atomic Physics, Minsk, Belarus
 Невдах В. В., Институт физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
 Некрашевич Я. И., Институт физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
 Nenadović T. M., Institute of Nuclear Sciences "Vinča", Belgrade, Yugoslavia
 Okovity V., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
 Орлов Л. Н., Институт физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
 Pavlov M., Institute of Physics, Novi Sad, Yugoslavia
 Petrović Z. Lj., Insitute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
 Pisarev V. A., Institute of Molecular and Atomic Physics, Minsk, Belarus
 Popović L. Č., Astronomical Observatory, Belgrade, Yugoslavia
 Popović M. V., Insitute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
 Пузырев М. В., Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко,
 Минск, Беларусь
 Purić J., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
 Raikov S. N., Institute of Molecular and Atomic Physics, Minsk, Belarus
 Savić I., Institute of Physics, Novi Sad, Yugoslavia
 Sahal-Bréchet S., Observatoire de Paris, Meudon Cedex, France

- Сиколенко А. Е., Институт прикладных физических проблем имени А. Н. Севченко, Минск, Беларусь
- Simonchik L. V., Institute of Molecular and Atomic Physics, Minsk, Belarus
- Смягликов И. П., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Sobolevskij S., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
- Srećković A., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
- Станчиц Л. К., Институт тепло- и массообмена АНБ, Минск, Беларусь
- Степанов К. Л., Институт тепло- и массообмена АНБ, Минск, Беларусь
- Stojanović V. D., Institute of Physics, Zemun – Belgrade, Yugoslavia
- Shimanovich V., Powder Metallurgy Institute, Minsk, Belarus
- Тарасенко Н. В., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Терешин В. И., ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина
- Толкач В. И., Институт тепло- и массообмена АНБ, Минск, Беларусь
- Ćuk M., Faculty of Physics, University of Belgrade, Yugoslavia
- Филатова И. И., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Хават Ш. аль, Atomic Energy Commission of Syria, Damascus, SAR
- Чеботарев В. В., ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина
- Чумаков А. Н., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Шиманович В. Д., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Янковский А. А., Институт молекулярной и атомной физики АН Беларуси, Минск, Беларусь
- Ясинский В. М., Институт физики АН Беларуси, Минск, Беларусь

№ 1 (1947)

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

№ 2 (1947)

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

№ 3 (1949)

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

№ 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

№ 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

№ 6 (1961)

Ljubiša A. Mitić

COOSCILLATIONS DES PENDULES ASTRONOMIQUES

№ 7 (1961)

Zaharije M. Brkić

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

№ 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

№ 9 (1961)

Branislav M. Ševarlić

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

№ 10 (1964)

Vasilije Oskanjan

THE UV CETI VARIABLE STARS

№ 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

№ 12 (1968)

Editor : P. M. Djurković

SIMPOZIJUM ASTRONOMA JUGOSLAVIJE

POVODOM 75. GODIŠNJICE OSNIVANJA ASTRONOMSKE

OPSERVATORIJE U BEOGRADU (1887 - 1962)

№ 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

№ 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

№ 15 (1968)

Aleksandar Kubičela

UNE MODIFICATION DU SPECTROGRAPHE CHROMOSPHERIQUE

A PLAQUE MOBILE

№ 16 (1969)

Editor : P. M. Djurković

RADOVI PRIKAZANI NA IV KONGRESU

MATEMATIČARA, FIZIČARA I ASTRONOMA, OKTOBRA 1965 U SARAJEVU

№ 17 (1972)

Sofija N. Sadžakov, Dušan P. Šaletić

CATALOGUE OF DECLINATIONS OF THE LATITUDE

PROGRAMME STARS (KŠZ)

№ 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

№ 19 (1974)

Georgije M. Popović

THE FIRST GENERAL CATALOGUE OF DOUBLE-STAR
OBSERVATIONS MADE IN BELGRADE, 1951-1971

№ 20 (1975)

Editor : Dj. Teleki

ZBORNİK RADOVA NACIONALNE KONFERENCIJE
JUGOSLOVENSKIH ASTRONOMA – 1973, BEOGRAD
PROCEEDINGS OF THE NATIONAL CONFERENCE
OF YUGOSLAV ASTRONOMERS – 1973, BELGRADE

№ 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.

№ 22 (1975)

Ivan Pakvor

ISPITIVANJE NAGLAVAKA VELIKOG PASAŽNOG INSTRUMENTA
ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU
PIVOT-EXAMINATIONS OF BELGRADE OBSERVATORY'S
LARGE TRANSIT INSTRUMENT

№ 23 (1975)

Lj. A. Mitić

PRIPREMNI RADOVI NA VELIKOM PASAŽNOM INSTRUMENTU
BEOGRADSKJE OPSERVATORIJE
PREPARATION OF THE LARGE TRANSIT INSTRUMENT OF THE
BELGRADE OBSERVATORY FOR REGULAR OBSERVATION

№ 24 (1978)

Sofija N. Sadžakov

IZVEDENI KATALOG ŠIRINSKIH ZVEZDA (IKŠZ)
GENERAL CATALOGUE OF LATITUDE STARS (IKŠZ)

№ 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

№ 26 (1979)

Editor : Dj. Teleki

ZBORNİK RADOVA III NACIONALNE KONFERENCIJE
JUGOSLOVENSKIH ASTRONOMA, BEOGRAD, 1977.
PROCEEDINGS OF THE III NATIONAL CONFERENCE
OF YUGOSLAV ASTRONOMERS, BELGRADE, 1977.

№ 27 (1979)

S. N. Sadžakov

ISPITIVANJE SISTEMATSKIH GREŠAKA TIPA $\Delta\delta_\alpha$ ŠIRINSKIH
POSMATRANJA RAZNIH OPSERVATORIJA NA OSNOVU NJIHOVOG
UPOREDJIVANJA SA BEOGRADSKIM IZVEDENIM KATALOGOM
ŠIRINSKIH ZVEZDA I FOTOGRAFSKIM KATALOGOM AGK3

INVESTIGATION OF THE SYSTEMATIC $\Delta\delta_\alpha$ - TYPE ERRORS IN LATITUDE
OBSERVATIONS OF VARIOUS OBSERVATORIES BY THEIR COMPARISON
WITH BELGRADE GENERAL CATALOGUE OF LATITUDE STARS AND THE
PHOTOGRAPHIC CATALOGUE AGK3

№ 28 (1980)

Jelisaveta Arsenijević

POLARIZACIJA ZRAČENJA NEKIH HLADNIH SUPERDŽINOVA

№ 29 (1982)

Editors : G. Teleki, B. Ševarlić

EPITOME FUNDAMENTORUM ASTRONOMIAE, Pars II
Photographic Catalogues and Charts of Star Positions

№ 30 (1981)

S. N. Sadžakov, D. P. Šaletić, M. D. Dačić

KATALOG ZVEZDA PROGRAMA SFZT
CATALOGUE OF NPZT PROGRAMME STARS

№ 31 (1981)

ASTROKLIMATSKA ISTRAŽIVANJA ZA IZBOR MESTA VISINSKE STANICE
ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU
ASTROCLIMATIC EXPLORATIONS FOR SITE SELECTION OF THE HIGH
ALTITUDE STATION OF THE BELGRADE OBSERVATORY

№ 32 (1984)

Vojislava Prorić-Benišek

MERKUROVI PROLAZI I PARALAKSA SUNCA
TRANSITS OF MERCURY AND SOLAR PARALLAX

№ 33 (1985)

Editor : G. M. Popović

ZBORNİK RADOVA VI NACIONALNE KONFERENCIJE
JUGOSLOVENSKIH ASTRONOMA, HVAR, 1983.
PROCEEDINGS OF THE VI NATIONAL CONFERENCE
OF YUGOSLAV ASTRONOMERS, HVAR, 1983

№ 34 (1986)

Božidar Popović

EQUATIONS DES PERTURBATIONS DES ELEMENTS HELIOCENTRIQUES
VECTORIELS DES ORBITES DES PETITES PLANETES ET COMETES

№ 35 (1987)

Editor : G. Teleki

PROCEEDINGS OF THE WORKSHOP ON REFRACTION DETERMINATION
IN THE OPTICAL AND RADIO ASTROMETRY, LENINGRAD, USSR, 1985

№ 36 (1989)

STO GODINA ASTRONOMSKE OPSERVATORIJE U BEOGRADU

№ 37 (1989)

Vladimir Kršljanin

ŠTARKOV POMAK JONSKIH LINIJA KOD TOPLIH ZVEZDA
ION LINES STARK SHIFTS IN SPECTRA OF HOT STARS

№ 38 (1990)

S. N. Sadžakov, M. D. Dačić

BEOGRADSKI KATALOG DVOJNIH ZVEZDA
BELGRADE CATALOGUE OF DOUBLE STARS

№ 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)

№ 40 (1990)

Editors : G. Teleki and B. Ševarlić

EPITOME FUNDAMENTORUM ASTRONOMIAE, Pars III
Parallaxes, Proper Motions and Radial Velocities

№ 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)

№ 42 (1991)

Gojko Djurašević

ISPITIVANJE AKTIVNIH TESNIH DVOJNIH SISTEMA
NA OSNOVU FOTOMETRIJSKIH MERENJA
INVESTIGATION OF ACTIVE CLOSE BINARIES
BASED ON PHOTOMETRIC MEASUREMENTS

№ 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

№ 44 (1993)

Editors : M. S. Dimitrijević and D. Djurović

ZBORNIK RADOVA X NACIONALNE KONFERENCIJE
JUGOSLOVENSKIH ASTRONOMA, 22 - 24 SEPTEMBAR 1993

PROCEEDINGS OF THE X NATIONAL CONFERENCE
OF YUGOSLAV ASTRONOMERS, BELGRADE, SEPTEMBER 22 - 24, 1993

№ 45 (1993)

B. Jovanović, L. Djurović, M. Jovanović

HOMOGENIZOVANI SISTEM UT_{BLI} ZA PERIOD 1964 - 1986
HOMOGENEOUS SYSTEM UT_{BLI} FOR 1964 - 1986

№ 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

№ 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)

№ 48 (1995)

Editors : O. Atanacković-Vukmanović and M. S. Dimitrijević

ISTRAŽIVANJA U ASTRONOMIJI I
RESEARCHES IN ASTRONOMY I

№ 49 (1995)

Editors : I. Vince, M. S. Dimitrijević and L. Balázs

PROCEEDINGS OF THE FIRST HUNGARIAN-YUGOSLAV
ASTRONOMICAL CONFERENCE

April 26-27, 1995, Baja Hungary

№ 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

№ 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)

№ 52 (1996)

Milan S. Dimitrijević

БЕОГРАДСКА АСТРОНОМСКА ОПСЕРВАТОРИЈА У 1995
BELGRADE ASTRONOMICAL OBSERVATORY IN 1995

CIP – Каталогизација у публикацији

Народна библиотека Србије, Београд

533.9(063)(082)

BELARUSSIAN-Yugoslavian Symposium on Physics and Diagnostics
of Laboratory and Astrophysical Plasma (1 ; 1996 ; Minsk)

Proceedings of the First Belarussian-Yugoslavian Symposium on
Physics and Diagnostics of Laboratory and Astrophysical Plasma
PDP-I'96, July 1-3, 1996, Minsk, Belarus / edited by V. S. Burakov
and M.[Milan] S. Dimitrijević. –

Београд : Astronomical Observatory, 1996 (Peć : Komex). –
174 str. : graf. prikazi ; 24 cm. – (Публикације Астрономске
опсерваторије у Београду = Publications of the Astronomical
Observatory of Belgrade,
ISSN 0373-3742 ; sv. 53)

Tekst na engl. i rus. jeziku. – Tiraž 500. –

Bibliografija uz većinu radova. – Summaries.

– Registar.

1. Burakov, V. S.

52-7(063)(082) 521-355(063)(082) 539.18(063)(082)

а) Плазма – Зборници б) Астрофизика – Зборници

с) Атомска физика – Зборници

ID=47168524