

**ДОПРИНОС  
НЕЛИНЕАРНИМ  
НАУКАМА**

**ADVANCES IN  
NONLINEAR  
SCIENCES**

уредник:  
Вељко А. Вујичић

**Југословенска академија нелинеарних наука**, као одељење Међународне академије нелинеарних наука, на својој седници од 24. децембра 2002. одлучила је да покрене двојезично, на српском и енглеском, објављивање резултата научних истраживања својих чланова који представљају стварне доприносе науци.

На седници управе ЈАНН од 9. јуна 2004. одлучено је да се штампа ова књига у 150 примерака и учини доступном научној јавности електронским путем Интернета.

Припрему и штампање ове књиге помогли су финансијски:

- Математички институт САНУ, Београд
- Машински факултет Универзитета Ниш – организатори VII интернационалног симпозијума “Нелинеарне науке и примена”, 2003
- Мегатренд Универзитет, Београд
- Машински факултет Универзитета у Београду.

И овим путем Југословенска академија нелинеарних наука изражава велику захвалност поменутиим институцијама за подршку нашим напорима за представљање наших доприноса науци. Сви аутори прилога су чланови Интернационалне академије нелинеарних наука.

---

CIP – Каталогизација у публикацији  
Народна библиотека Србије, Београд

530.182(082)  
51–73:53(082)

Допринос нелинеарним наукама = *Advances in Nonlinear Sciences* /  
уредник Вељко А. Вујичић. – Београд : Академија нелинеарних наука, 2004  
(Земун : Академска издања). – 259 стр. : граф. прикази ; 24 cm

Текст на срп. и енгл. језику. – Тираж 150.  
– Напомене уз текст. – Библиографија уз сваки рад.

ISBN 86-905633-0-X (брош.)

1. Уп. ств. насл. 2. Вујичић, Вељко А.

а) Математичка физика – Зборници б) Нелинеарне теорије – Зборници  
COBISS.SR-ID 115467020

# УТИЦАЈ АСТРОФИЗИЧКЕ ПЛАЗМЕ НА ОБЛИКЕ СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА

Милан С. Димитријевић

**САЖЕТАК.** Дат је преглед астрофизичких проблема за које су подаци о параметрима Штарковог ширења од интереса. Такође су дискутовани резултати истраживања Штарковог ширења од интереса за астрофизику и за проблеме лабораторијске плазме. Нарочита пажња је посвећена семикласичном и модификованом семиемпиријском методу, као и примени резултата и достигнућа Београдске школе у истраживању Штарковог ширења.

## 1. Потребe у астрофизици за што већим комплетом података о Штарковом ширењу

Тешко је генерално издвојити астрофизички значајне спектралне линије, с обзиром да хемијски састав неке звезде није унапред познат и постоје многе интересантне групе звезда чији је хемијски састав различит од Сунчевог. Према томе, спектроскопија звезда зависи од података о великом броју спектралних линија различитих елемената, њихових атомских параметара и параметара ширења.

Интерес за велики број података о ширењу линија различитих емитера, нарочито је порастао развојем космичке астрономије, што је омогућило прикупљање великог броја спектроскопских података у широком спектралном опсегу, од различитих небеских објеката, посебно стимулишући истраживање облика спектралних линија.

Развој компјутера такође је стимулисао потребу за великим бројем спектроскопских података. Нарочито велики број података потребан је на пример за израчунавање непрозрачности. Илустративан пример може да буде прорачун непрозрачности за класични модел Цефеида [1], где је узето у обзир 11,996.532 спектралних линија (45 линија H, 45 He, 638 C, 54 N, 2390 O, 16030 Ne, 50170 Na, 105700 Mg, 145200 Al, 133700 Si, 12560 Ar и 11,530.000 Fe), при чему је узето у обзир и њихово Штарково ширење.

Интересантна истраживања која су постала могућа са развојем компјутерске технологије, су прорачуни промене еквивалентне ширине са временом

---

*Кључне речи:* спектри, спектралне линије, плазма, астрофизика, Штарково ширење.

# INFLUENCE OF ASTROPHYSICAL PLASMA ON SPECTRAL LINESHAPES

Milan S. Dimitrijević

ABSTRACT. A review of astrophysical problems where Stark broadening data are of interest is given. Also, the results of Stark broadening study relevant to astrophysical problems and to the laboratory plasma research have been reviewed and discussed. Particular attention has been paid to the semiclassical method and the modified semiempirical method as well as to the use in astrophysics of results and achievements in Stark broadening research of the Belgrade school.

## 1. Needs in astrophysics for an extensive set of Stark broadening data

It is difficult to state in general terms which spectral lines are important for the analysis, research and modelling of astrophysical plasma and in particular astrophysical spectra, since the atmospheric composition of a star is not known *a priori*, and many interesting groups of stars exist with very peculiar abundances as compared to the Sun. Consequently, stellar spectroscopy depends on very extensive list of elements and line transitions with their atomic and line broadening parameters.

The interest for a very extensive list of line broadening data is additionally stimulated by the development of space astronomy where an extensive amount of spectroscopic information over large spectral regions of all kind of celestial objects has been and will be collected, stimulating the spectral-line-shape research.

Development of computers also stimulated the need for a large amount of atomic and spectroscopic data. Particularly large number of data is needed for example for opacity calculations. An illustrative example might be the article on the calculation of opacities for classical Cepheid models [1], where 11 996 532 spectral lines have been taken into account (45 lines of H, 45 of He, 638 of C, 54 of N, 2 390 of O, 16 030 of Ne, 50 170 of Na, 105 700 of Mg, 145 200 of Al, 133 700 of Si, 12 560 of Ar and 11 530 000 of Fe), and where Stark broadening is included.

у звезданим јатима и галаксијама у којима се рађају звезде [2]. У поменутом чланку израчуната је промена еквивалентних ширина појединих линија водоника и хелијума током 500 милиона година, а затим упоређена са посматрањима звезданих јата у Великом Магелановом облаку, звезданог супер јата у галаксији - "породилишту" звезда NGC 205, језгра патуљасте елиптичне галаксије NGC 205, као и сјајне "E + A" галаксије. Прорачун је изведен у две фазе. Прво су израчунате популације звезда различитих спектралних типова, као функција времена, а онда су синтетисани профили линија, сумирајући допринос различитих звезда. Приликом синтезе профила спектралних линија, узимани су у обзир утицаји природног, Штарковог, Ван дер Валсовог и термалног Доплеровог ширења.

Пошто не знамо унапред хемијски састав посматране звезде, за проблеме као што су процена преноса зрачења кроз звездану плазму, нарочито у субфотосферским слојевима, као и одређивање хемијске заступљености елемената из еквивалентних ширина апсорпционих линија, потребан је што потпунији комплет података о Штарковом ширењу за што већи број спектралних линија различитих емитера.

## 2. Примене у Србији семикласичног метода за истраживање Штарковог ширења и астрофизички значај добијених резултата

Упркос чињеници да је најегзактнији теоријски метод за прорачун штарковски проширених профила спектралних линија квантномеханички метод јаке спреге, услед његове комплексности и нумеричких тешкоћа, постоји само мали број таквих прорачуна (види на пример референце у [3]). Као пример доприноса Београдске школе, можемо навести да је први прорачун параметара Штарковог ширења у оквиру квантно - механичког метода јаке спреге за један неводонични неутрални емитер, изведен за  $\text{Li I } 2s^2S - 2p^2P^o$  прелаз [4].

У многим случајевима као што су на пример комплексни спектри, тешки елементи или прелази између виших енергетских нивоа, егзактнији квантно-механички метод је веома тешко или чак и практично немогуће применити па у таквим случајевима семикласичан прилаз остаје најефикаснији метод за прорачун параметара Штарковог ширења.

Постојећи опсежни прорачуни параметара Штарковог ширења изведени су користећи три различита компјутерска програма које су развили (i) Џонс, Бенет и Грим [5-7], (ii) Сахал-Брешо [8,9] и (iii) Басало, Катани и Валдер [10].

Користећи компјутерски програм који су развили Џонс, Бенет и Грим за неутрале и једноструко наелектрисане јоне, а који је Димитријевић прилагодио за случај вишеструко наелектрисаних јона, сарадници београдске школе објавили су податке за Br I, Ge I, Hg I, Pb I, Rb I, Cd I, Zn I, O II, O III, C III, C IV, N II, N III, N IV, S III, S IV, Cl III и Ti II, Mn II.

Да би што више комплетирали податке о Штарковом ширењу потребне за истраживање астрофизичке и лабораторијске плазме и за прорачун звезданих непрозрачности, чинимо непрекидни напор да добијемо податке о Штарковом ширењу за велики сет атома и јона. У серији радова, извели смо у семикласичној апроксимацији [8,9], за прелазе за које постоји довољно комплетан

Interesting investigations which become possible with the development of computer technology, are calculations of equivalent width changes with the age in starburst stellar clusters and galaxies [2]. In this Ref. the change of particular hydrogen and helium lines equivalent widths during 500 million years, has been calculated and compared with observations of stellar clusters of the Large Magellanic Clouds, the super-star clusters in the starburst galaxy NGC 205, the nucleus of the dwarf elliptical galaxy NGC 205, and a luminous "E+A" galaxy. Calculations have been done in two steps. First, the population of stars of different spectral types, as a function of age are calculated, and then the profiles of the lines are synthesized by adding the different contributions from stars. For spectral line profiles synthesis the effects of natural, Stark, Van der Waals and thermal Doppler broadening have been taken into account.

For the estimation of radiative transfer through stellar plasmas, especially in subphotospheric layers as well as for the determination of chemical abundances of elements from equivalent widths of absorption lines, an as much as possible complete set of Stark broadening data for an as much as possible larger number of spectral lines for different emitters is needed, since we do not know *a priori* the chemical composition of a star.

## **2. Applications of semiclassical method for Stark broadening research in Serbia and astrophysical significance of obtained results**

In spite of the fact that the most sophisticated theoretical method for the calculation of a Stark broadened line profile is the quantum mechanical strong coupling approach, due to its complexity and numerical difficulties, only a small number of such calculations exist (see e.g. references in [3]). As an example of the contribution of the Belgrade school, the first calculation of Stark broadening parameters within the quantum mechanical strong coupling method for a nonhydrogen neutral emitter spectral lines is for Li I  $2s^2S - 2p^2P^o$  transition [4].

In a lot of cases such as e.g. complex spectra, heavy elements or transitions between highly excited energy levels, the more sophisticated quantum mechanical approach is very difficult or even practically impossible to use and, in such cases, the semiclassical approach remains the most efficient method for Stark broadening calculations.

The existing large scale calculations of Stark broadening parameters were performed by using three different computer codes, basically developed by (i) Jones, Benett and Griem [5-7], (ii) Sahal-Bréchet [8,9] and (iii) Bassalo, Cattani and Walder [10].

Using the computer code developed by Jones, Benett and Griem for neutrals and singly charged ions and adapted by Dimitrijević for multiply charged ions, Belgrade school provided Stark broadening data for Br I, Ge I, Hg I, Pb I, Rb I,

сет поузданих атомских података, па се очекује добра тачност резултата, опсежне прорачуне параметара Штарковог ширења за низ спектралних линија различитих емитера (види на пример [3] и референце у њој). До данас су опсежни прорачуни изведени за низ емитера, и објављени су подаци за: 79 He, 62 Na, 51 K, 61 Li, 25 Al, 24 Rb, 3 Pd, 19 Be, 270 Mg, 31 Se, 33 Sr, 14 Ba, 189 Ca, 32 Zn, 6 Au, 48 Ag, 3 Ar, 28 Ca II, 30 Be II, 29 Li II, 66 Mg II, 64 Ba II, 19 Si II, 3 Fe II, 2 Ni II, 32 Ne II, 101 In II, 12 B III, 23 Al III, 10 Sc III, 27 Be III, 11 Ne III, 32 Y III, 20 In III, 2 Tl III, 5 O III, 2 Ne IV, 10 Ti IV, 39 Si IV, 90 C IV, 5 O, 114 P IV, 2 Pb IV, 19 O V, 30 N V, 25 C V, 51 P V, 34 S V, 26 V V, 30 O VI, 21 S VI, 2 F VI, 14 O VII, 10 F VII, 10 Cl VII, 20 Ne VIII, 4 K VIII, 9 Ar VIII, 6 Kr VIII, 4 Ca IX, 30 K IX, 8 Na IX, 57 Na X, 48 Ca X, 4 Sc X, 7 Al XI, 4 Si XI, 18 Mg XI, 4 Ti XI, 10 Sc XI, 9 Si XII, 27 Ti XII, 61 Si XIII и 33 V XIII мултиплета.

Подаци за појединачне линије F I, B II, C III, N IV, Ar II, Ga II, Ga III, Cl I, Br I, I I, Cu I, Hg II, N III, F V и S IV такође постоје.

Добијени семикласични резултати упоређени су са критички изабраним експерименталним подацима за 13 He I мултиплета (види референце у [3]). Слагање између експеримената и семикласичних прорачуна је у оквиру :  $\pm 20\%$ , што је предсказана тачност семикласичног метода [7].

Наши семикласични параметри Штарковог ширења, коришћени су за различите астрофизичке проблеме. Пошто је хелијум после водоника највише заступљен у космосу, природно је да су наши подаци о Штарковом ширењу He линија често коришћени за различита истраживања у астрофизици. Они су коришћени за разматрање следећих астрофизичких проблема: анализа у оквиру поп LTE модела интерагујуће двојне  $\beta$  Лутгае; истраживање променљивости Балмерових линија у Ар звездама; истраживање неправилних, јаких хелијумских звезда  $\delta$  Orionis C и HD 58260, хемијски састав двојног северног јата h и  $\chi$  Persei и слободне асоцијације Serpheus OBIII; улога блендирања при формирању He синглет линија у атмосферама Вр звезда; критичка анализа ултравиолетне температурске скале и калибрација ефективне температурне скале код белих патуљака; истраживања екстремних хелијумових звезда BD-90-4395; јонизација и екситација у хладним гигантима; образовање атмосферских слојева и далеки ултравиолетни спектар белих патуљака богатих водоником; спектралне особине врелих белих патуљака богатих водоником, истраживање са стратификационим H/He моделом; радијативно убрзање на гвожђу; радијативно убрзање хелијума у атмосферама sdOB звезда; истраживање звезда са неправилном заступљеношћу хелијума и племенитих гасова; спектроскопска анализа DAO и топлих DA белих патуљака. Ови подаци ушли су у програм синтезе спектра двојних звезда и употребљени су за истраживања атмосфере, површинско мапирање хелијума и разматрање променљивости спектра ET Andromedae, за истраживање механизма настанка He I  $\lambda$  10830 Å у класичним цефеидама, за разматрање топлих белих патуљака у посматрањима сателита Extreme-Ultraviolet Explorer, за потрагу за принудним осцилацијама у еклипсним и спектроскопским двојним V436 Persei-1 Persei, за истраживања заступљености хелијума у звездама богатим хелијумом, као и белих патуљака; за

Cd I, Zn I, O II, O III, C III, C IV, N II, N III, N IV, S III, S IV, Cl III and Ti II, Mn II.

In order to complete as much as possible Stark broadening data needed for astrophysical and laboratory plasma research and stellar opacities calculations we are making a continuous effort to provide Stark broadening data for a large set of atoms and ions. In a series of papers we have performed large scale calculations of Stark broadening parameters for a number of spectral lines of various emitters (see e.g. [3] and references therein), within the semiclassical-perturbation formalism [8,9], for transitions when a sufficiently complete set of reliable atomic data exists and a good accuracy of obtained results is expected. Extensive calculations have been performed, up to now (see Ref. [3] and references therein) for a number of radiators, and consequently, Stark broadening parameters for: 79 He, 62 Na, 51 K, 61 Li, 25 Al, 24 Rb, 3 Pd, 19 Be, 270 Mg, 31 Se, 33 Sr, 14 Ba, 189 Ca, 32 Zn, 6 Au, 48 Ag, 3 Ar, 28 Ca II, 30 Be II, 29 Li II, 66 Mg II, 64 Ba II, 19 Si II, 3 Fe II, 2 Ni II, 32 Ne II, 101 In II, 12 B III, 23 Al III, 10 Sc III, 27 Be III, 11 Ne III, 32 Y III, 20 In III, 2 Tl III, 5 O III, 2 Ne IV, 10 Ti IV, 39 Si IV, 90 C IV, 5 O, 114 P IV, 2 Pb IV, 19 O V, 30 N V, 25 C V, 51 P V, 34 S V, 26 V V, 30 O VI, 21 S VI, 2 F VI, 14 O VII, 10 F VII, 10 Cl VII, 20 Ne VIII, 4 K VIII, 9 Ar VIII, 6 Kr VIII, 4 Ca IX, 30 K IX, 8 Na IX, 57 Na X, 48 Ca X, 4 Sc X, 7 Al XI, 4 Si XI, 18 Mg XI, 4 Ti XI, 10 Sc XI, 9 Si XII, 27 Ti XII, 61 Si XIII and 33 V XIII multiplets become available.

Data for particular lines of F I, B II, C III, N IV, Ar II, Ga II, Ga III, Cl I, Br I, I I, Cu I, Hg II, N III, F V and S IV also exist.

The obtained semiclassical result have been compared with critically selected experimental data for 13 He I multiplets (see references in [3]). The agreement between experimental and semiclassical calculations is within the limits of  $\pm 20\%$ , what is the predicted accuracy of the semiclassical method [7].

Our semiclassical Stark broadening parameters, were used for different astrophysical problems. Since the helium has the largest cosmical abundance after hydrogen, it is naturally that our He Stark broadening data have been often used for different investigations in astrophysics. They have been used for the considerations of following astrophysical problems: non LTE model analysis of the interacting binary  $\beta$  Lyrae; variability investigations of Balmer lines in Ap stars; investigations of peculiar helium-strong stars  $\delta$  Orionis C and HD 58260, the chemical composition of the northern double cluster  $\eta$  and  $\chi$  Persei and the loose association Cepheus OBIII; the role of blending in the He singlet lines formation in Bp star atmospheres; the critical analysis of the ultraviolet temperature scale and the effective temperature calibration of white dwarfs; the investigation of extreme helium star BD-90-4395; the ionization and excitation in cool giant stars; the constitution of the atmospheric layers and the extreme ultraviolet-spectrum of hot hydrogen rich white dwarfs; spectral properties of hot hydrogen rich white dwarfs with stratified H/He model; radiative accelerations on iron; radiative acceleration of helium in



проучавање ефекта дифузије и губитка масе, на заступљености хелијума, код топлих патуљака и субпатуљака за спектралну анализу екстремних хелијумских звезда ниске гравитације LSS 4357, LS II +3305 и LSS 99 и поља звезде В типа у хоризонталној грани - Feige 86, за поређење са теоријским резултатима добијеним у оквиру теорије Штарковог ширења Ридбергових Сунчевих линија у далеком инфрацрвеном спектру, за дискусију формирања He I 2P-nD линије код  $\lambda$  Eridani, за проучавање атмосферских варијација код неправилне В(e) звезде HD 45677 (FS Canis Majoris), за нови метод за фитовање посматрања са синтетичким спектрима, за разматрање заступљености  $\text{Ne}_3$  изотопа у атмосферама HgMn звезда, и истраживање стратификације хелијума у атмосферама магнетних звезда са одступањем у садржају хелијума.

Од наших семикласичних резултата за Штарково ширење, највећи значај за астрофизику имају резултати за спектралне линије јонизованог силицијума. Ови резултати употребљени су за анализу заступљености силицијума помоћу co-added DAO спектрограма HgMn звезда  $\phi$  Herculis, 28 Herculis, HR 7664,  $\nu$  Cancri,  $\iota$  Coronae Borealis, HR 8349,  $\pi$  Bootis,  $\nu$  Herculis, HR 7361, HR 4072, HR 7775, В звезда  $\pi$  Ceti, 134 Tauri, 21 Aquilae,  $\nu$  Capricorni,  $\gamma$  Pegasi,  $\iota$  Herculis,  $\zeta$  Draconis,  $\eta$  Lyrae, 8 Cygni, 22 Cygni, В и А звезда  $\gamma$  Geminorum, 7 Sextantis, HR 4817, HR 5780, HD 60825, Merak,  $\pi$  Draconis,  $\kappa$  Cephei, звезда раног А типа 68 Tauri, 21 Lyncis,  $\alpha$  Draconis, 2 Lyncis,  $\omega$  Ursae Majoris,  $\phi$  Aquilae, 29 Vulpeculae,  $\sigma$  Aquarii нормалних F звезда главног низа  $\theta$  Cygni,  $\iota$  Piscium,  $\sigma$  Bootis, звезда са линијама метала 15 Vulpeculae, 32 Aquarii, HR 4072B, 60 Leonis, 6 Lyrae, као и за анализу заступљености силицијума са Complejo Astronomico el Leoncito REOSC echelle спектрограмима  $\kappa$  Cancri, HR 7245, ksi Octantis, HR 4487, 14 Hydrae, 3 Centauri A, за проучавање заступљености силицијума CP звезда HD 43819, HD 147550,  $\chi$  Lupi, 21 Canum Venaticorum, HD 133029, HD 192913, за одређивање заступљености силицијума код  $\gamma$  Geminorum, HR 1397, HR 2154, HR 60825 и 7 Sextantis. Наши подаци такође су коришћени за дискусију о будућности звездане спектроскопије, истраживања плавих луталица код M 67, одређивање ефективне температуре звезда В-типа помоћу Si II линија из UV мултиплета 13.04 на 130.5–130.9 nm, анализу црвеног спектра Ar звезда, НЛТР анализу слабо сјајног топлог субпатуљака О типа у двојном систему HD 128220, дискусију улоге Штарковог помака спектралних линија за одређивање хемијског састава звезда методом модела атмосфере, дискусију природе звезда F str  $\lambda$  4077 типа, а били су коришћени и за истраживања атмосфере, површинско мапирање He и разматрање променљивости спектра ET Andromedae.

Семикласични подаци о Штарковом ширењу за N II, N III и N IV линије коришћени су за истраживање хемијског састава младог отвореног јата NGC 6611. Наши подаци за Ga II коришћени су за анализу заступљености галијума код  $\kappa$  Cancri, нормалних касних В и HgMn звезда и за дискусију аномалних профила галијумових линија код HgMn звезда, као могући доказ хемијске стратификације у атмосфери. Наши семикласични резултати за литијум искоришћени су за проучавање не-ЛТР формирања Li I линија у хладним звездама. Резултати за C IV коришћени су за разматрање утицаја нагомилавања услед

the atmospheres of sdOB stars; research of stars with peculiar helium and noble gases abundances; a spectroscopic analysis of DAO and hot DA white dwarfs. They entered in a spectrum synthesis program for binary stars and have been used for atmosphere research, helium surface mapping and spectrum variability considerations of ET Andromedae, for the investigation of the He I  $\lambda$  10830 Å formation mechanism in classical cepheids, for the consideration of hot white dwarfs in the Extreme-Ultraviolet Explorer survey, for the search for forced oscillations in the eclipsing and spectroscopic binary V436 Persei-1 Persei, for investigations of helium abundance in He rich stars and white dwarfs; for a study of the effect of diffusion and mass-loss on the helium abundance in hot white dwarfs and subdwarfs, for the spectral analysis of the low gravity extreme helium stars LSS 4357, LS II+3305 and LSS 99 and the field horizontal-branch B-type star Feige 86, for comparison with theoretical results obtained within the Stark broadening theory of solar Rydberg lines in the far infrared spectrum, for a discussion of He I 2P-nD line formation in  $\lambda$  Eridani, for a study of the atmospheric variations of the peculiar B(e) star HD 45677 (FS Canis Majoris), for a new method for fitting observations with synthetic spectra, for the consideration of the abundance of He<sub>3</sub> isotope in HgMn star atmospheres, and investigation of the helium stratification in the atmospheres of magnetic helium peculiar stars.

Our semiclassical Stark broadening results which have the highest impact in astrophysics, concern ionized silicon spectral lines. Results of our semiclassical investigations have been used for silicon abundance analyses with co-added DAO spectrograms, of the HgMn stars  $\phi$  Herculis, 28 Herculis, HR 7664,  $\nu$  Cancri,  $\iota$  Coronae Borealis, HR 8349,  $\pi$  Bootis,  $\nu$  Herculis, HR 7361, HR 4072, HR 7775, B stars  $\pi$  Ceti, 134 Tauri, 21 Aquilae,  $\nu$  Capricorni,  $\gamma$  Pegasi,  $\iota$  Herculis,  $\zeta$  Draconis,  $\eta$  Lyrae, 8 Cygni, 22 Cygni, B and A stars  $\gamma$  Geminorum, 7 Sextantis, HR 4817, HR 5780, HD 60825, Merak,  $\pi$  Draconis,  $\kappa$  Cephei, early A type stars 68 Tauri, 21 Lyncis,  $\alpha$  Draconis, 2 Lyncis,  $\omega$  Ursae Majoris,  $\phi$  Aquilae, 29 Vulpeculae,  $\sigma$  Aquarii normal F main sequence stars  $\theta$  Cygni,  $\iota$  Piscium,  $\sigma$  Bootis, the metallic lined stars 15 Vulpeculae, 32 Aquarii, HR 4072B, 60 Leonis, 6 Lyrae, silicon abundance analyses with Complejo Astronomico el Leoncito REOSC echelle spectrograms of  $\kappa$  Cancri, HR 7245, ksi Octantis, HR 4487, 14 Hydrae, 3 Centauri A, silicon abundance studies of CP stars HD 43819, HD 147550,  $\chi$  Lupi, 21 Canum Venaticorum, HD 133029, HD 192913, silicon abundance determination for  $\gamma$  Geminorum, HR 1397, HR 2154, HR 60825 and 7 Sextantis. Our data have also been used for a discussion on the future of stellar spectroscopy, investigation of blue stragglers of M 67, determination of the effective temperature of B-type stars from the Si II lines of the UV multiplet 13.04 at 130.5–130.9 nm, analysis of the red spectrum of Ap stars, NLTE Analysis of subluminous O type hot subdwarf in the binary system HD 128220, a discussion of the role of spectral line Stark shifts for stellar chemical composition determination with the method of atmospheric model, a discussion of the nature of the F str  $\lambda$  4077 type stars and have been used for

гравитације и селективних радијативних сила код PG 1159 звезда, за УВ спектроскопију високе резолуције два топла (пре-) бела патуљка (KPD 0005+5106 и RShJ 2117+ 3412) помоћу Хабловог сателитског телескопа, за одређивање спектралне расподеле енергије и особина атмосфере хелијумом богатог белог патуљка MCT 0501-2858, као и за истраживање маса, кинематике и састава белих патуљака код три блиске DA+dMe двојне звезде. Подаци о Штарковом ширењу спектралних линија N V, коришћени су за спектралну анализу планетарне маглине K 1-27 а подаци за O VI за спектралну анализу планетарне маглине LoTr4 са вишеструким омотачем, као и за веома топле, са дефицитом водоника, централне звезде обе маглине. Коришћени су такође за проучавање EUV спектра јединственог звезданог језгра H1504+65. Наши параметри Штарковог ширења астрофизички интересантних спектралних линија јонизоване живе, коришћени су за одређивање заступљености Hg у нормалним, касним В и HgMn звездама помоћу co-added IUE спектара; наши подаци за Ca II за анализе заступљености калцијума код спектроскопски двојне звезде  $\alpha$  Andromedae, а за Mg I за НЛТР анализу Mg I у атмосфери Сунца.

### 3. Модификовани семиемпиријски метод за Штарково ширење и његове астрофизичке примене

Прошло је двадесет и две године од формулације модификованог семиемпиријског прилаза (MSE) [11] за прорачун параметара Штарковог ширења спектралних линија неводоничних јона. Током овог периода поменути метод је успешно примењен много пута на различите проблеме у астрофизици и физици. Према модификованом семиемпиријском (MSE) прилазу [11–17] пуна ширина (FWHM - Full Width at Half Maximum) изоловане јонске линије услед судара са електронима, дата је изразом

$$\begin{aligned}
 W_{MSE} = N & \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left( \frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\lambda^2}{2\pi c} \\
 & \times \left\{ \sum_{\ell_i \pm 1} \sum_{A_i, J_i} \mathfrak{R}^2[n_i \ell_i A_i J_i, n_i(\ell_i \pm 1) A_i, J_i] \tilde{g}(x_{\ell_i, \ell_i \pm 1}) \right. \\
 (1) \quad & + \sum_{\ell_f \pm 1} \sum_{A_f, J_f} \mathfrak{R}^2[n_f \ell_f A_f J_f, n_f(\ell_f \pm 1) A_f, J_f] \tilde{g}(x_{\ell_f, \ell_f \pm 1}) \\
 & \left. + \left( \sum_{i'} \mathfrak{R}_{ii'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g(x_{n_i, n_i+1}) + \left( \sum_{f'} \mathfrak{R}_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g(x_{n_f, n_f+1}) \right\},
 \end{aligned}$$

а одговарајући Штарков помак изразом

$$\begin{aligned}
 d_{MSE} = N & \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left( \frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\lambda^2}{2\pi c} \\
 & \left\{ \sum_{A_i, J_i} \sigma_{J_i, J_i} \mathfrak{R}^2[n_i \ell_i A_i J_i, n_i(\ell_i + 1) A_i, J_i] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i+1}) \right. \\
 & \left. - \sum_{A_i, J_i} \sigma_{J_i, J_i} \mathfrak{R}^2[n_i \ell_i A_i J_i, n_i(\ell_i - 1) A_i, J_i] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i-1}) \right\}
 \end{aligned}$$

atmosphere research, He surface mapping and spectrum variability considerations of ET Andromedae

Semiclassical Stark broadening data on N II, N III and N IV lines have been used for the investigation of the chemical composition of the young open cluster NGC 6611. Our data for Ga II have been used for gallium abundance analysis of  $\kappa$  Cancri, normal late B and HgMn stars and for a discussion on anomalous gallium line profiles in HgMn stars as a possible evidence for chemically stratified atmospheres. Our semiclassical results for lithium have been used for a study of the non-LTE formation of Li I lines in cool stars. Results for C IV have been used for the consideration of the influence of gravitational settling and selective radiative forces in PG 1159 stars, high resolution UV spectroscopy of two hot (pre-) white dwarfs (KPD 0005+5106 and RXJ 2117+3412) with the Hubble Space Telescope, spectral energy-distribution and the atmospheric properties of the helium-rich white-dwarf MCT 0501-2858 and for an investigation of stellar masses, kinematics, and white dwarf composition for three close DA+dMe binaries. Stark broadening data for N V spectral lines have been used for the spectral analysis of the planetary nebula K 1-27 and data for O VI for spectral analysis of the multiple-shell planetary nebula LoTr4 and for very hot hydrogen-deficient central stars of both nebulae. They have been used also for the study of the EUV spectrum of the unique bare stellar core H1504+65. Our Stark-broadening parameters of ionized mercury spectral lines of astrophysical interest, have been used for determination of Hg abundances in normal late-B and HgMn stars from co-added IUE spectra; our data for Ca II for abundance analyses of the double-lined spectroscopic binary  $\alpha$  Andromedae, and our data for Mg I for a non-LTE analysis of Mg I in the solar atmosphere.

### 3. Modified semiempirical method for Stark broadening and astrophysical applications

It is twenty two years from the formulation of the modified semiempirical (MSE) approach [11] for the calculation of Stark broadening parameters for non-hydrogenic ion spectral lines. Within this period the considered method has been applied successfully many times for different problems in astrophysics and physics. According to the modified semiempirical (MSE) approach [11–17] the electron impact full width (FWHM) of an isolated ion line is given as

$$\begin{aligned}
 W_{MSE} = N \frac{8\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left( \frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\lambda^2}{2\pi c} \\
 \times \left\{ \sum_{\ell_i \pm 1} \sum_{A_i J_i} \mathfrak{R}^2 [n_i \ell_i A_i J_i, n_i (\ell_i \pm 1) A_i J_i] \tilde{g}(x_{\ell_i, \ell_i \pm 1}) \right. \\
 \left. + \sum_{\ell_f \pm 1} \sum_{A_f J_f} \mathfrak{R}^2 [n_f \ell_f A_f J_f, n_f (\ell_f \pm 1) A_f J_f] \tilde{g}(x_{\ell_f, \ell_f \pm 1}) \right\}
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$$\begin{aligned}
& - \sum_{A_{f'}, J_{f'}} \sigma_{J_f J_{f'}} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_f \ell_f A_f J_f, n_f (\ell_f + 1) A_{f'} J_{f'}] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f + 1}) \\
& + \sum_{A_{f'}, J_{f'}} \sigma_{J_f J_{f'}} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_f \ell_f A_f J_f, n_f (\ell_f - 1) A_{f'} J_{f'}] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f - 1}) \\
(2) \quad & + \left( \sum_{i'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ii'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_i, n_i + 1}) - \\
& - 2 \sum_{i' (\Delta E_{ii'} < 0)} \sum_{A_i J_i} \tilde{\mathfrak{R}}^2 (n_i \ell_i A_i J_i, n_i \ell_{i'} A_{i'} J_{i'}) g_{sh}(x_{\ell_i, \ell_{i'}}) \\
& - \left( \sum_{f'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_f, n_f + 1}) \\
& + 2 \sum_{f' (\Delta E_{ff'} < 0)} \sum_{A_{f'} J_{f'}} \tilde{\mathfrak{R}}^2 (n_f \ell_f A_f J_f, n_f \ell_{f'} A_{f'} J_{f'}) g_{sh}(x_{\ell_f, \ell_{f'}}) + \sum_k \delta_k \}
\end{aligned}$$

где је са  $i$  означен почетни а са  $f$  коначни ниво, а квадрат матричног елемента  $\{\tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_k \ell_k A_k J_k, (\ell_k \pm 1) A_{k'} J_{k'}], \quad k = i, f\}$  је

$$\begin{aligned}
d_{MSE} = N \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left( \frac{2m}{\pi k T} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\lambda^2}{2\pi c} \\
\left\{ \sum_{A_i J_i} \sigma_{J_i J_i} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_i \ell_i A_i J_i, n_i (\ell_i + 1) A_i J_i] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i + 1}) \right. \\
- \sum_{A_i J_i} \sigma_{J_i J_i} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_i \ell_i A_i J_i, n_i (\ell_i - 1) A_i J_i] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i - 1}) \\
- \sum_{A_{f'} J_{f'}} \sigma_{J_f J_{f'}} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_f \ell_f A_f J_f, n_f (\ell_f + 1) A_{f'} J_{f'}] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f + 1}) \\
+ \sum_{A_{f'} J_{f'}} \sigma_{J_f J_{f'}} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_f \ell_f A_f J_f, n_f (\ell_f - 1) A_{f'} J_{f'}] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f - 1}) \\
(2) \quad + \left( \sum_{i'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ii'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_i, n_i + 1}) - \\
& - 2 \sum_{i' (\Delta E_{ii'} < 0)} \sum_{A_i J_i} \tilde{\mathfrak{R}}^2 (n_i \ell_i A_i J_i, n_i \ell_{i'} A_{i'} J_{i'}) g_{sh}(x_{\ell_i, \ell_{i'}}) \\
& - \left( \sum_{f'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_f, n_f + 1}) \\
& + 2 \sum_{f' (\Delta E_{ff'} < 0)} \sum_{A_{f'} J_{f'}} \tilde{\mathfrak{R}}^2 (n_f \ell_f A_f J_f, n_f \ell_{f'} A_{f'} J_{f'}) g_{sh}(x_{\ell_f, \ell_{f'}}) + \sum_k \delta_k \}
\end{aligned}$$

Такође је  $\ell_{>} = \max(\ell_k, \ell_k \pm 1)$  а

$$\left( \sum_{k'} \tilde{\mathfrak{R}}_{kk'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} = \left( \frac{3n_k^*}{2Z} \right)^2 \frac{1}{9} (n_k^{*2} + 3\ell_k^2 + 3\ell_k + 11).$$

У једначинама (1) и (2)

$$x_{\ell_k, \ell_{k'}} = \frac{E}{\Delta E_{\ell_k, \ell_{k'}}}, \quad k = i, f;$$

а  $E = \frac{3}{2}kT$  је кинетичка енергија електрона, док је  $\Delta E_{\ell_k, \ell_{k'}} = |E_{\ell_k} - E_{\ell_{k'}}|$  енергетска разлика између нивоа  $\ell_k$  и  $\ell_{k'} \pm 1$  ( $k = i, f$ ),

$$x_{n_k, n_{k+1}} \approx \frac{E}{\Delta E_{n_k, n_{k+1}}},$$

где је за  $\Delta n \neq 0$ , разлика енергије између нивоа са  $n_k$  и  $n_{k+1}$ ,  $\Delta E_{n_k, n_{k+1}}$ , процењена као  $\Delta E_{n_k, n_{k+1}} \approx 2Z^2 E_H / n_k^{*3}$ ,  $n_k^* = [E_H Z^2 / (E_{ion} - E_k)]^{1/2}$  је ефективни главни квантни број,  $Z$  је резидуално наелектрисање јона (на пример  $Z = 1$  за неутрале), а  $E_{ion}$  је енергија јонизације одговарајуће спектралне серије.

Ако имамо јачину осцилатора на пример из литературе, одговарајући матрични елемент може бити израчунат помоћу израза

$$\vec{\mathfrak{R}}_{k, k'}^2 \approx 3 \frac{E_H}{E_{k'} - E_k} \cdot f_{k'k} \quad (E_{k'} > E_k), \quad k = i, f$$

или

$$\vec{\mathfrak{R}}_{k, k'}^2 \approx 3 \frac{E_H}{E_k - E_{k'}} \frac{2k' + 1}{2k + 1} \cdot f_{kk'} \quad (E_{k'} < E_k), \quad k = i, f$$

где су  $f_{k'k}$  (за  $E_{k'} > E_k$ ) и  $f_{kk'}$  (за  $E_{k'} < E_k$ ) јачине осцилатора, а  $E_H$  јонизациона енергија водоника.

Евентуално мешање конфигурација може бити узето у обзир (види на пример Реф. [15]) ако  $\vec{\mathfrak{R}}_{\alpha\beta}^2$  представимо као

$$\vec{\mathfrak{R}}_{\alpha\beta}^2 = K_\alpha \cdot \vec{\mathfrak{R}}_{\alpha\alpha'}^2 + K_\beta \cdot \vec{\mathfrak{R}}_{\beta\beta'}^2,$$

где су  $K_\alpha$  и  $K_\beta$  коефицијенти мешања две конфигурације а  $K_\alpha + K_\beta = 1$ .

У једначинама (1-4)  $N$  и  $T$  су густина електрона и температура, а  $Q(\ell A, \ell' A')$  и  $Q(J, J')$  су фактори мултиплета и линије. Вредност  $A$  зависи од типа спреге (види на пример [15]). У случају  $LS$  везе, примењеном овде,  $A = L$ , за  $jK$  апроксимацију  $A = K$  а за  $j_j$  апроксимацију  $A = j$ .  $[R_{n_k^* \ell_k}^{n_k^* \ell_k \pm 1}]$  је радијални интеграл, а са  $g(x)$  [7],  $\tilde{g}(x)$  [11] и  $g_{sh}(x)$  [7],  $\tilde{g}_{sh}(x)$  [14] су респективно означени одговарајући Гаунт фактори за ширину и померај. Фактор  $\sigma_{kk'} = (E_{k'} - E_k) / |E_{k'} - E_k|$ , где су  $E_k$  и  $E_{k'}$  енергије разматраног и његовог пертурбационог нивоа. Сума  $\sum_k \delta_k$  је различита од нуле само ако постоје пертурбациони нивои са  $\Delta n \neq 0$  који јако нарушавају претпостављене апроксимације, тако да се морају узети у рачун посебно, те се могу проценити изразом

$$(3) \quad \delta_i = \pm \vec{\mathfrak{R}}_{ii'}^2 \left[ g_{sh} \left( \frac{E}{\Delta E_{i, i'}} \right) \mp g_{sh}(x_{n_i, n_{i+1}}) \right],$$

за горњи ниво и изразом

$$(4) \quad \delta_f = \mp \vec{\mathfrak{R}}_{ff'}^2 \left[ g_{sh} \left( \frac{E}{\Delta E_{f, f'}} \right) \mp g_{sh}(x_{n_f, n_{f+1}}) \right],$$

за доњи ниво. У једначинама (7) и (8) доњи знак одговара за  $\Delta E_{kk'} < 0$ ,  $k = i, f$ .

$$+ \left( \sum_{i'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ii'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g(x_{n_i, n_i+1}) + \left( \sum_{f'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g(x_{n_f, n_f+1}) \Big\},$$

and the corresponding Stark shift as

$$d_{MSE} = N \frac{4\pi}{3} \frac{\hbar^2}{m^2} \left( \frac{2m}{\pi kT} \right)^{1/2} \frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\lambda^2}{2\pi c}$$

$$(2) \quad \left\{ \begin{aligned} & \sum_{A_i', J_i'} \sigma_{J_i J_i'} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_i \ell_i A_i J_i, n_i (\ell_i + 1) A_i' J_i'] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i+1}) \\ & - \sum_{A_i', J_i'} \sigma_{J_i J_i'} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_i \ell_i A_i J_i, n_i (\ell_i - 1) A_i' J_i'] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i-1}) \\ & - \sum_{A_f', J_f'} \sigma_{J_f J_f'} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_f \ell_f A_f J_f, n_f (\ell_f + 1) A_f' J_f'] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f+1}) \\ & + \sum_{A_f', J_f'} \sigma_{J_f J_f'} \tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_f \ell_f A_f J_f, n_f (\ell_f - 1) A_f' J_f'] \tilde{g}_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f-1}) \\ & + \left( \sum_{i'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ii'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_i, n_i+1}) - \\ & - 2 \sum_{i' (\Delta E_{ii'} < 0)} \sum_{A_i' J_i'} \tilde{\mathfrak{R}}^2 (n_i \ell_i A_i J_i, n_i \ell_i' A_i' J_i') g_{sh}(x_{\ell_i, \ell_i'}) \\ & - \left( \sum_{f'} \tilde{\mathfrak{R}}_{ff'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} g_{sh}(x_{n_f, n_f+1}) \\ & + 2 \sum_{f' (\Delta E_{ff'} < 0)} \sum_{A_f' J_f'} \tilde{\mathfrak{R}}^2 (n_f \ell_f A_f J_f, n_f \ell_f' A_f' J_f') g_{sh}(x_{\ell_f, \ell_f'}) + \sum_k \delta_k \end{aligned} \right\}$$

where the initial level is denoted as  $i$  and the final one as  $f$  and the square of the matrix element  $\{\tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_k \ell_k A_k J_k, (l_k \pm 1) A_{k'} J_{k'}], k = i, f\}$  is

$$\tilde{\mathfrak{R}}^2 [n_k \ell_k A_k J_k, n_k (\ell_k \pm 1) A_k' J_k'] = \frac{\ell_{>}}{2J_k + 1} Q [l_k A_k, (l_k \pm 1) A_k'] Q (J_k, J_k') [R_{n_k \ell_k}^{n_k^* (\ell_k \pm 1)}]^2.$$

Also,  $\ell_{>} = \max(\ell_k, \ell_k \pm 1)$  and

$$\left( \sum_{k'} \tilde{\mathfrak{R}}_{kk'}^2 \right)_{\Delta n \neq 0} = \left( \frac{3n_k^*}{2Z} \right)^2 \frac{1}{9} (n_k^{*2} + 3\ell_k^2 + 3\ell_k + 11).$$

In Eqs. (1) and (2)

$$x_{\ell_k, \ell_{k'}} = \frac{E}{\Delta E_{\ell_k, \ell_{k'}}}, \quad k = i, f;$$

and  $E = \frac{3}{2} kT$  is the electron kinetic energy and  $\Delta E_{\ell_k, \ell_{k'}} = |E_{\ell_k} - E_{\ell_{k'}}|$  is the energy difference between levels  $\ell_k$  and  $\ell_k \pm 1$  ( $k = i, f$ ),

$$x_{n_k, n_{k+1}} \approx \frac{E}{\Delta E_{n_k, n_{k+1}}},$$

where for  $\Delta n \neq 0$ , the energy difference between energy levels with  $n_k$  and  $n_k + 1$ ,  $\Delta E_{n_k, n_k+1}$  is estimated as  $\Delta E_{n_k, n_k+1} \approx 2Z^2 E_H / n_k^{*3}$ ,  $n_k^* = [E_H Z^2 / (E_{ion} - E_k)]^{1/2}$  is the effective principal quantum number,  $Z$  is the residual ionic charge (for example  $Z = 1$  for neutrals) and  $E_{ion}$  is the appropriate spectral series limit.

If we have an oscillator strength, e.g. from literature, the corresponding matrix element may be calculated as

$$\tilde{\mathfrak{R}}_{k,k'}^2 \approx 3 \frac{E_H}{E_{k'} - E_k} \cdot f_{k'k} \quad (E_{k'} > E_k), \quad k = i, f$$

or

$$\tilde{\mathfrak{R}}_{k,k'}^2 \approx 3 \frac{E_H}{E_k - E_{k'}} \frac{2k' + 1}{2k + 1} \cdot f_{kk'} \quad (E_{k'} < E_k), \quad k = i, f$$

where  $f_{k'k}$  (for  $E_{k'} > E_k$ ) and  $f_{kk'}$  (for  $E_{k'} < E_k$ ) are oscillator strengths and  $E_H$  is the hydrogen ionization energy.

Possible configuration mixing may be taken into account (see e.g., Ref. [15]) if one represents  $\tilde{\mathfrak{R}}_{\alpha\beta}^2$  as

$$\tilde{\mathfrak{R}}_{\alpha\beta}^2 = K_\alpha \cdot \tilde{\mathfrak{R}}_{\alpha\alpha'}^2 + K_\beta \cdot \tilde{\mathfrak{R}}_{\beta\beta'}^2,$$

where  $K_\alpha$  and  $K_\beta$  are mixing coefficients for two configurations and  $K_\alpha + K_\beta = 1$ .

In Eqs. (1–4)  $N$  and  $T$  are electron density and temperature, respectively, while  $Q(\ell A, \ell' A')$  and  $Q(J, J')$  are multiplet and line factors. The value of  $A$  depends on the coupling approximation (see e.g., [15]). In the case of the  $LS$  coupling approximation, applied here,  $A = L$ , for the  $jK$  approximation  $A = K$  and for the  $jj$  approximation  $A = j$ . The  $[R_{n_k^* \ell_k^{\pm 1}}^{n_k^* \ell_k^{\pm 1}}]$  is the radial integral, and with  $g(x)$  [7],  $\tilde{g}(x)$  [11] and  $g_{sh}(x)$  [7],  $\tilde{g}_{sh}(x)$  [14] are denoted the corresponding Gaunt factors for width and shift, respectively. The factor  $\sigma_{kk'} = (E_{k'} - E_k) / |E_{k'} - E_k|$ , where  $E_k$  and  $E_{k'}$  are the energy of the considered and its perturbing level. The sum  $\sum_k \delta_k$  is different from zero only if perturbing levels with  $\Delta n \neq 0$  strongly violating the assumed approximations exist, so that they should be taken into account separately, and may be evaluated as

$$(3) \quad \delta_i = \pm \tilde{\mathfrak{R}}_{ii'}^2 \left[ g_{sh} \left( \frac{E}{\Delta E_{i,i'}} \right) \mp g_{sh}(x_{n_i, n_i+1}) \right],$$

for the upper level, and

$$(4) \quad \delta_f = \mp \tilde{\mathfrak{R}}_{ff'}^2 \left[ g_{sh} \left( \frac{E}{\Delta E_{f,f'}} \right) \mp g_{sh}(x_{n_f, n_f+1}) \right],$$

for the lower level. In eqs. (3) and (4) the lower signs correspond to  $\Delta E_{kk'} < 0$ ,  $k = i, f$ .

In comparison with the full semiclassical approach [5–10] and the Griem's semiempirical approach [18] who needs practically the same set of atomic data as the more sophisticated semiclassical one, the modified semiempirical approach [11–17] needs a considerably smaller number of such data. In fact, if there are no perturbing levels strongly violating the assumed approximation, for e.g. the line



where for  $\Delta n \neq 0$ , the energy difference between energy levels with  $n_k$  and  $n_k + 1$ ,  $\Delta E_{n_k, n_k+1}$  is estimated as  $\Delta E_{n_k, n_k+1} \approx 2Z^2 E_H / n_k^{*3}$ ,  $n_k^* = [E_H Z^2 / (E_{ion} - E_k)]^{1/2}$  is the effective principal quantum number,  $Z$  is the residual ionic charge (for example  $Z = 1$  for neutrals) and  $E_{ion}$  is the appropriate spectral series limit.

If we have an oscillator strength, e.g. from literature, the corresponding matrix element may be calculated as

$$\vec{\mathfrak{R}}_{k,k'}^2 \approx 3 \frac{E_H}{E_{k'} - E_k} \cdot f_{k'k} \quad (E_{k'} > E_k), \quad k = i, f$$

or

$$\vec{\mathfrak{R}}_{k,k'}^2 \approx 3 \frac{E_H}{E_k - E_{k'}} \frac{2k' + 1}{2k + 1} \cdot f_{kk'} \quad (E_{k'} < E_k), \quad k = i, f$$

where  $f_{k'k}$  (for  $E_{k'} > E_k$ ) and  $f_{kk'}$  (for  $E_{k'} < E_k$ ) are oscillator strengths and  $E_H$  is the hydrogen ionization energy.

Possible configuration mixing may be taken into account (see e.g., Ref. [15]) if one represents  $\vec{\mathfrak{R}}_{\alpha\beta}^2$  as

$$\vec{\mathfrak{R}}_{\alpha\beta}^2 = K_\alpha \cdot \vec{\mathfrak{R}}_{\alpha\alpha'}^2 + K_\beta \cdot \vec{\mathfrak{R}}_{\beta\beta'}^2,$$

where  $K_\alpha$  and  $K_\beta$  are mixing coefficients for two configurations and  $K_\alpha + K_\beta = 1$ .

In Eqs. (1-4)  $N$  and  $T$  are electron density and temperature, respectively, while  $Q(\ell A, \ell' A')$  and  $Q(J, J')$  are multiplet and line factors. The value of  $A$  depends on the coupling approximation (see e.g., [15]). In the case of the  $LS$  coupling approximation, applied here,  $A = L$ , for the  $jK$  approximation  $A = K$  and for the  $jj$  approximation  $A = j$ . The  $[R_{n_k^* \ell_k^*}^{n_k^* \ell_k^* \pm 1}]$  is the radial integral, and with  $g(x)$  [7],  $\tilde{g}(x)$  [11] and  $g_{sh}(x)$  [7],  $\tilde{g}_{sh}(x)$  [14] are denoted the corresponding Gaunt factors for width and shift, respectively. The factor  $\sigma_{kk'} = (E_{k'} - E_k) / |E_{k'} - E_k|$ , where  $E_k$  and  $E_{k'}$  are the energy of the considered and its perturbing level. The sum  $\sum_k \delta_k$  is different from zero only if perturbing levels with  $\Delta n \neq 0$  strongly violating the assumed approximations exist, so that they should be taken into account separately, and may be evaluated as

$$(3) \quad \delta_i = \pm \vec{\mathfrak{R}}_{ii'}^2 \left[ g_{sh} \left( \frac{E}{\Delta E_{i,i'}} \right) \mp g_{sh}(x_{n_i, n_i+1}) \right],$$

for the upper level, and

$$(4) \quad \delta_f = \mp \vec{\mathfrak{R}}_{ff'}^2 \left[ g_{sh} \left( \frac{E}{\Delta E_{f,f'}} \right) \mp g_{sh}(x_{n_f, n_f+1}) \right],$$

for the lower level. In eqs. (3) and (4) the lower signs correspond to  $\Delta E_{kk'} < 0$ ,  $k = i, f$ .

In comparison with the full semiclassical approach [5-10] and the Griem's semiempirical approach [18] who needs practically the same set of atomic data as the more sophisticated semiclassical one, the modified semiempirical approach [11-17] needs a considerably smaller number of such data. In fact, if there are no perturbing levels strongly violating the assumed approximation, for e.g. the line

У поређењу са потпуним семикласичним прилазом [5–10] и Гримовим семиемпиријским прилазом [18] за који је потребан практично исти сет атомских података као и за много савршенији семикласични прилаз, модификовани семиемпиријски прилаз [11–17] захтева знатно мањи број таквих података. У ствари, ако нема пертурбујућих нивоа који јако нарушавају усвојене апроксимације, на пример за прорачун ширине требају нам само енергетски нивои са  $\Delta n = 0$  и  $\ell_{if} = \ell_j \pm 1$ , пошто је допринос свих пертурбујућих нивоа са  $\Delta n \neq 0$ , потребних за потпуни семикласични прорачун или за истраживање помоћу Гримовог семиемпиријског прилаза [18], узет заједно и приближно процењен. Овде,  $n$  је главни а  $\ell$  квантни број орбиталног угаоног момента оптичког електрона, док су са  $i$  и  $f$  означени почетно и крајње стање разматраног прелаза.

Услед знатно мањег сета потребних атомских података у поређењу са комплетним семикласичним [5–10] или Гримовим семиемпиријским методом [18], МСЕ метод је нарочито користан за звездану спектроскопију, која је зависна од веома екстензивне листе прелаза код разних елемената, са одговарајућим атомским параметрима и параметрима ширења, при чему код свих интересантних случајева није увек могуће применити софистициране теоријске прилазе.

МСЕ метод је такође врло користан када су потребни подаци о ширењу за велики број линија, а велика прецизност сваког појединачног резултата није неопходна, као на пример код прорачуна непрозрачности или код моделирања плазме. Шта више у случају комплексних атома или вишеструко наелектрисаних јона, недостатак поузданих атомских података потребних за софистицираније прорачуне, чини да се поузданост семикласичних резултата смањује. У таквим случајевима МСЕ метод може бити такође од интереса.

За астрофизичке сврхе, од посебног интереса може бити упрошћена семиемпиријска формула [13] за Штарково ширење изолованих линија, једнострукто и вишеструко наелектрисаних јона применљива у случају када је најближи атомски енергетски ниво ( $j' = i'$  или  $f'$ ) на који је са почетног нивоа ( $i$ ) или коначног нивоа ( $f$ ) дозвољен диполни прелаз, тако далеко, да је задовољен услов  $x_{jj'} = E/|E_{j'} - E_j| \leq 2$ . У таквим случајевима пуна ширина на половини максимума дата је изразом [13]:

$$W(\text{\AA}) = 2.2151 \times 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}(\text{K})} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z}\right) \sum_{j=i,f} \left(\frac{3n_j^*}{2Z}\right)^2 (n_j^{*2} - \ell_j^2 - \ell - 1).$$

Овде,  $N$  и  $T$  су густина електрона и температура,  $E = 3kT/2$  је енергија пертурбујућег електрона,  $Z - 1$  је јонско наелектрисање а  $n$  ефективни главни квантни број. Овај израз је од интереса за прорачун заступљености хемијских елемената, као и за истраживања звезданих атмосфера, пошто су услови важења често задовољени за услове у звезданој плазми.

Слично у случају помака

$$(5) \quad d(\text{\AA}) = 1.1076 \times 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}(\text{K})} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z}\right) \frac{9}{4Z^2} \\ \times \sum_{j=i,f} \frac{n_j^{*2} \varepsilon_j}{2\ell_j + 1} \{(\ell_j + 1)[n_j^{*2} - (\ell_j + 1)^2] - \ell_j(n_j^{*2} - \ell_j^2)\}.$$

Ако сви нивои  $\ell_{i,f} \pm 1$  постоје, у једначини (10) може се извести додатно сумирање да би се добио израз

$$d(\text{Å}) = 1.1076 \times 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}(\text{K})} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z}\right) \frac{9}{4Z^2} \times \sum_{j=i,f} \frac{n_j^{*2} \varepsilon_j}{2\ell_j + 1} (n_j^{*2} - 3\ell_j^2 - 3\ell_j - 1),$$

где је  $\varepsilon = +1$  ако је  $j = i$  а  $-1$  ако је  $j = f$ .

Модификовани семиемпиријски прилаз био је више пута тестиран на бројним примерима. Да би се тестирао овај метод, критички изабрани експериментални подаци за 36 мултиплета (7 различитих врста јона) двоструко, и за 7 мултиплета (4 различите врсте јона) троструко наелектрисаних јона упоређени су са теоријским ширинама линија. Средње вредности односа мерених и рачунатих ширина су [11]: за двоструко наелектрисане јоне  $1.06 \pm 0.32$  а за троструко наелектрисане  $0.91 \pm 0.42$ . Претпостављена тачност МСЕ метода је око  $\pm 50\%$ , али је показано у [16] и [17] да МСЕ прилаз, чак и у случају емитера са врло комплексним спектрима (на пример Хе II и Кр II), даје врло добро слагање са експерименталним мерењима (у интервалу  $\pm 30\%$ ). На пример за Хе II,  $6s - 6p$  прелаз, средњи однос између експерименталних и теоријских ширина је  $1.15 \pm 0.5$  [16].

Да би што је више могуће комплетирали потребне податке о Штарковом ширењу, Београдска група (Милан С. Димитријевић, Лука Ч. Поповић, Владимир Кршљанин, Драгана Танкосић, Ненад Миловановић и Зоран Симић) користили су модификовани семиемпиријски прилаз да одреде Штаркове ширине а у неким случајевима и помаке за велики број спектралних линија за различите врсте атома и јона. До сада су израчунати одговарајући подаци за:

6 Fe II, 4 Pt II, 16 Bi II, 12 Zn II, 8 Cd II, 18 As II, 10 Br II, 18 Sb II, 8 I II, 20 Xe II, 138 Ti II, 3 La II, 16 Mn II, 14 V II, 6 Eu II, 37 Kr II, 6 Y II, 6 Sc II, 4 Be III, 4 B III, 13 S III, 8 Au II, 8 Zr II, 53 Ra II, 3 Mn III, 10 Ga III, 8 Ge III, 4 As III, 3 Se III, 6 Mg III, 6 La III, 5 Sr III, 8 V III, 210 Ti III, 9 C III, 7 N III, 11 O III, 5 F III, 6 Ne III, 8 Na III, 10 Al III, 5 Si III, 3 P III, 16 Cl III, 6 Ar III, 30 Zr III, 2 B IV, Cu IV, 30 V IV, 14 Ge IV, 7 C IV, 4 N IV, 4 O IV, 2 Ne IV, 4 Mg IV, 7 Si IV, 3 P IV, 2 S IV, 2 Cl IV, 4 Ar IV, 3 C V, 50 O V, 12 F V, 9 Ne V, 3 Al V, 6 Si V, 11 N VI, 28 F VI, 8 Ne VI, 7 Na VI, 15 Si VI, 6 P VI, и 1 Cl VI прелаз (види [17] и цитиране референце). Одређени су и Штаркови помаци за 16 Bi II, 12 Zn II, 8 Cd II, 18 As II, 10 Br II, 18 Sb II, 8 I II, 20 Xe II, 5 Ar II, 6 Eu II, 14 V II, 8 Au II, 14 Kr II и 138 Ti II прелаза (види [17] и цитиране референце). Осим тога, израчунате су и Штаркове ширине за 286 Nd II прелаза у оквиру упрошћеног модификованог семиемпиријског прилаза.

Ради поређења са експериментом или тестирања теорије, одређене су такође и Штаркове ширине за 14 Al I, 46 Al II, 12 Al III, 1 C IV, 1 N V, 1 O VI, 1 Ne VII, 3 N III, 3 O IV, 3 F V, 2 Ne VI, 12 C IV, 4 C II, 5 N II, 3 O II, 4 F II, 3 Ne II, 1 N II, 8 S II, 2 Ne VII, 4 N III, 2 F V, 2 Ne III, 2 Ar III, 2 Kr III, 2 Xe III, 3 Si III, 3 Ne III, 2 Ar III, 2 Kr III, 2 Xe III, 2 Cl II анд 6 Ar III прелаза. Осим

If all levels  $\ell_{j,i,f} \pm 1$  exist, an additional summation may be performed in Eq. (5) to obtain

$$d(\text{\AA}) = 1.1076 \times 10^{-8} \frac{\lambda^2(\text{cm})N(\text{cm}^{-3})}{T^{1/2}(\text{K})} \left(0.9 - \frac{1.1}{Z}\right) \frac{9}{4Z^2} \\ \times \sum_{j=i,f} \frac{n_j^{*2} \varepsilon_j}{2\ell_j + 1} (n_j^{*2} - 3\ell_j^2 - 3\ell_j - 1),$$

where  $\varepsilon_j = +1$  if  $j = i$  and  $-1$  if  $j = f$ .

The modified semiempirical approach has been tested several times on numerous examples. In order to test this method, critically selected experimental data for 36 multiplets (7 different ion species) of doubly- and 7 multiplets (4 different ion species) of triply-charged ions were compared with theoretical line widths. The averaged values of the ratios of measured to calculated widths are as follows [11]: for doubly charged ions  $1.06 \pm 0.32$  and for triply-charged ions  $0.91 \pm 0.42$ . The assumed accuracy of the MSE approximation is about  $\pm 50\%$ , but it has been shown in Refs. [16] and [17] that the MSE approach, even in the case of the emitters with very complex spectra (e.g., Xe II and Kr II), gives very good agreement with experimental measurements (in the interval  $\pm 30\%$ ). For example for Xe II,  $6s - 6p$  transitions, the averaged ratio between experimental and theoretical widths is  $1.15 \pm 0.5$  [16].

In order to complete as much as possible the needed Stark broadening data, Belgrade group (Milan S. Dimitrijević, Luka Č. Popović, Vladimir Kršljanin, Dragana Tankosić, Nenad Milovanović and Zoran Simić) used the modified semiempirical method to obtain the Stark width and in some cases shift data for a large number of spectral lines for the different atom and ion species. Up to now:

6 Fe II, 4 Pt II, 16 Bi II, 12 Zn II, 8 Cd II, 18 As II, 10 Br II, 18 Sb II, 8 I II, 20 Xe II, 138 Ti II, 3 La II, 16 Mn II, 14 V II, 6 Eu II, 37 Kr II, 6 Y II, 6 Sc II, 4 Be III, 4 B III, 13 S III, 8 Au II, 8 Zr II, 53 Ra II, 3 Mn III, 10 Ga III, 8 Ge III, 4 As III, 3 Se III, 6 Mg III, 6 La III, 5 Sr III, 8 V III, 210 Ti III, 9 C III, 7 N III, 11 O III, 5 F III, 6 Ne III, 8 Na III, 10 Al III, 5 Si III, 3 P III, 16 Cl III, 6 Ar III, 30 Zr III, 2 B IV, Cu IV, 30 V IV, 14 Ge IV, 7 C IV, 4 N IV, 4 O IV, 2 Ne IV, 4 Mg IV, 7 Si IV, 3 P IV, 2 S IV, 2 Cl IV, 4 Ar IV, 3 C V, 50 O V, 12 F V, 9 Ne V, 3 Al V, 6 Si V, 11 N VI, 28 F VI, 8 Ne VI, 7 Na VI, 15 Si VI, 6 P VI, and 1 Cl VI transitions have been calculated (see Ref. [17] and references therein). The shift data for 16 Bi II, 12 Zn II, 8 Cd II, 18 As II, 10 Br II, 18 Sb II, 8 I II, 20 Xe II, 5 Ar II, 6 Eu II, 14 V II, 8 Au II, 14 Kr II and 138 Ti II transitions have been calculated (see Ref. [17] and references therein). Moreover, 286 Nd II Stark widths have been calculated within the simplified modified semiempirical approach.

Calculations within the modified semiempirical approach, for comparison with experimental data or testing of the theory have been performed also for Stark widths for 14 Al I, 46 Al II, 12 Al III, 1 C IV, 1 N V, 1 O VI, 1 Ne VIII, 3 N III, 3 O IV, 3 F V, 2 Ne VI, 12 C IV, 4 C II, 5 N II, 3 O II, 4 F II, 3 Ne II, 1 N II, 8

тога су одређене Штаркове ширине и помаци за 2 Si II и 6 Ar III спектралних линија.

Модификовани семиемпиријски прилаз и параметри Штарковог ширења одређени у оквиру њега, примењивани су у астрофизици на пример за одређивање заступљености угљеника, азота и кисеоника у В звездама раног типа, заступљености магнезијума, алуминијума и силицијума у нормалним касним В и HgMn звездама, на основу co-added IUE спектара и за одређивање заступљености хемијских елемената код топлих белих патуљака, истраживања апомалних заступљености хемијских елемената код звезда, одређивање заступљености помоћу DAO спектрограма за 15 - Vulpeculae и 32 - Aquarii, прорачун убрзања зрачењем у звезданим омотачима, разматрање радијативне левитације код топлих белих патуљака, квантитативну спектроскопију топлих звезда, НЛТР прорачун јачина линија силицијума у звездама В-типа, истраживање и прорачун звезданих непрозрачности, истраживање ветрова и атмосфера топлих звезда, истраживање спектралних линија Ga II у спектрима Ar звезда. Подаци о Штарковом ширењу одређени помоћу модификованог семиемпиријског метода ушли су у критички преглед атомских података за анализу заступљености хемијских елемената код звезда, као и у каталог атомских података за астрофизичке плазме ниске густине, коришћени су код дизајна и развоја нових ласера, спектроскопске дијагностике плазме код шинског топа, истраживања 3d фотоапсорпције код Zn III, Ge IV, Zn II, Ga III и Ge IV, истраживања регуларности и систематских трендова код параметара Штарковог ширења, прорачуна коефицијената радијативне емисије за термалне плазме, разматрања контакта плазма-зид, одређивање расподеле честица по брзинама и моделирање експанзије површинског плазменог флеша испитиваног у присуству магнетног поља... Модификовани семиемпиријски метод такође је ушао у компјутерске програме, као што је на пример OPAL програм за непрозрачност, приручнике и монографије.

Да би смо олакшали коришћење и примену наших података о Штарковом ширењу добијених у оквиру семикласичног и модификованог семиемпиријског прилаза, сада радимо на њиховој организацији у базу података БЕЛДАТА.

На крају, интересантно је подвући да је проучавање Штарковог ширења веома развијено истраживачко подручје у Југославији, где постоји одговарајућа критична маса научника. У референцама [19], у којима је дат преглед истраживања облика спектралних линија у Југославији и Србији у периоду 1962–2000, показано је да је у овом периоду публиковано 1427 (1222 од стране српских аутора) библиографских јединица од стране 179 југословенских аутора (152 из Србије, 26 из Хрватске и 1 аутор који живи у Француској). Већина ових чланака односи се на Штарково ширење.

### Литература

- [1] C. A. Iglesias, F. J. Rogers and B. G. Wilson, *Astrophys. J.* **360** (1990) 221.
- [2] R. M. Gonzales-Delgado, C. Leitherer and T. M. Heckman, *Astrophys. J. Suppl. Series* **125** (1999) 489.
- [3] M. S. Dimitrijević, *Zh. Prikl. Spektrosk.* **63** (1996) 810.
- [4] M. S. Dimitrijević, N. Feautrier and S. Sahal-Bréchet, *J. Phys. B* **14** (1981) 2559.

S II, 2 Ne VII, 4 N III, 2 F V, 2 Ne III, 2 Ar III, 2 Kr III, 2 Xe III, 3 Si III, 3 Ne III, 2 Ar III, 2 Kr III, 2 Xe III, 2 Cl II and 6 Ar III transitions.

The modified semiempirical method and Stark broadening parameters calculated within this approach have been applied in astrophysics e.g. for the determination of carbon, nitrogen and oxygen abundances in early B-type stars magnesium, aluminium and silicon abundances in normal late-B and HgMn stars, from co-added IUE spectra and elemental abundances in hot white dwarfs, investigations of abundance anomalies in stars, elemental abundance analyses with DAO spectrograms for 15-Vulpeculae and 32-Aquarii, radiative acceleration calculation in stellar envelopes, consideration of radiative levitation in hot white dwarfs, quantitative spectroscopy of hot stars, non-LTE calculations of silicon - line strengths in B-type stars, stellar opacities calculations and study, atmospheres and winds of hot stars investigations, investigation of Ga II lines in the spectrum of Ap stars. Stark broadening data calculated within the modified semiempirical method entered in a critical overview of atomic data for stellar abundance analysis, and a catalogue of atomic data for low-density astrophysical plasma, design and development of new lasers, spectroscopic diagnostics of railgun plasma armatures, 3d photoabsorption investigations in Zn III, Ge IV, Zn II, Ga III and Ge IV, Stark broadening parameter regularities and systematic trends research, radiative emission coefficients calculations for thermal plasmas, plasma-wall contact considerations, particle-velocity distribution and expansion of a surface flashover plasma examined in the presence of magnetic fields... The modified semiempirical method entered also in computer codes, as e.g. OPAL opacity code, handbooks and monographs.

In order to make the application and usage of our Stark broadening data obtained within the semiclassical and modified semiempirical approaches more easier, we are organizing them now in a database BELDATA.

At the end, it is interesting to emphasize that the Stark broadening research is a developed research field in Yugoslavia, which has a critical mass of scientists. In Ref. [19] reviewing spectral line shapes investigations in Yugoslavia and Serbia within 1962–2000 period, it is shown that during this period 1427 (1222 by serbian authors) bibliographic items have been published by 179 Yugoslav authors (152 from Serbia, 26 from Croatia and 1 living in France). Majority of these articles concern Stark broadening.

### References

- [1] C. A. Iglesias, F. J. Rogers and B. G. Wilson, *Astrophys. J.* **360** (1990) 221.
- [2] R. M. Gonzales-Delgado, C. Leitherer and T. M. Heckman, *Astrophys. J. Suppl. Series* **125** (1999) 489.
- [3] M. S. Dimitrijević, *Zh. Prikl. Spektrosk.* **63** (1996) 810.
- [4] M. S. Dimitrijević, N. Feautrier and S. Sahal-Bréchet, *J. Phys. B* **14** (1981) 2559.
- [5] W. W. Jones, S. M. Bennett and H. R. Griem, *Calculated Electron Impact Broadening Parameters for Isolated Spectral Lines from Singly Charged Ions Lithium through Calcium*, Univ. Maryland, Techn. Rep. No 71–128, College Park, Maryland (1971).

- [5] W. W. Jones, S. M. Benett and H. R. Griem, *Calculated Electron Impact Broadening Parameters for Isolated Spectral Lines from Singly Charged Ions Lithium through Calcium*, Univ. Maryland, Techn. Rep. No 71-128, College Park, Maryland (1971).
- [6] S. M. Benett and H. R. Griem, *Calculated Stark Broadening Parameters for Isolated Spectral Lines from the Atom Helium through Calcium and Cesium*, Univ. Maryland, Techn. Rep. No 71-097, College Park, Maryland (1971).
- [7] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York, (1974).
- [8] S. Sahal-Bréchet, *Astron. Astrophys.* **1** (1969) 91.
- [9] S. Sahal-Bréchet, *Astron. Astrophys.* **2** (1969) 322.
- [10] J. M. Bassalo, M. Cattani and V. S. Walder, *J. Quant Spectrosc. Radiat. Transfer* **28** (1982) 75.
- [11] M. S. Dimitrijević, N. Konjević, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **24** (1980) 451.
- [12] M. S. Dimitrijević, N. Konjević, in *Spectral Line Shapes*, ed. B. Wende, W. de Gruyter, Berlin, New York (1981) 211.
- [13] M. S. Dimitrijević, N. Konjević, *Astron. Astrophys.* **172** (1987) 345.
- [14] M. S. Dimitrijević, V. Kršljanin, *Astron. Astrophys.* **165** (1986) 269.
- [15] M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **101** (1993) 583.
- [16] L. Č. Popović and M. S. Dimitrijević, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **116** (1996) 359.
- [17] M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović, *Zh. Prikl. Spektrosk.* **68** (2001) 685.
- [18] H. R. Griem, *Phys. Rev.* **165** (1968) 258.
- [19] M. S. Dimitrijević, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **39** (1990); **41** (1991); **47** (1997); **58** (1997); **70** (2001).

- [6] S. M. Bennett and H. R. Griem, *Calculated Stark Broadening Parameters for Isolated Spectral Lines from the Atom Helium through Calcium and Cesium*, Univ. Maryland, Techn. Rep. No 71-097, College Park, Maryland (1971).
- [7] H. R. Griem, *Spectral Line Broadening by Plasmas*, Academic Press, New York, (1974).
- [8] S. Sahal-Bréchet, *Astron. Astrophys.* **1** (1969) 91.
- [9] S. Sahal-Bréchet, *Astron. Astrophys.* **2** (1969) 322.
- [10] J. M. Bassalo, M. Cattani and V. S. Walder, *J. Quant Spectrosc. Radiat. Transfer* **28** (1982) 75.
- [11] M. S. Dimitrijević, N. Konjević, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* **24** (1980) 451.
- [12] M. S. Dimitrijević, N. Konjević, in *Spectral Line Shapes*, ed. B. Wende, W. de Gruyter, Berlin, New York (1981) 211.
- [13] M. S. Dimitrijević, N. Konjević, *Astron. Astrophys.* **172** (1987) 345.
- [14] M. S. Dimitrijević, V. Kršljanin, *Astron. Astrophys.* **165** (1986) 269.
- [15] M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **101** (1993) 583.
- [16] L. Č. Popović and M. S. Dimitrijević, *Astron. Astrophys. Suppl. Series* **116** (1996) 359.
- [17] M. S. Dimitrijević and L. Č. Popović, *Zh. Prikl. Spektrosk.* **68** (2001) 685.
- [18] H. R. Griem, *Phys. Rev.* **165** (1968) 258.
- [19] M. S. Dimitrijević, *Publ. Obs. Astron. Belgrade* **39** (1990); **41** (1991); **47** (1997); **58** (1997); **70** (2001).