

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ

ФИЗИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Иринел Тапалага

ИСПИТИВАЊЕ РЕГУЛАРНОСТИ
ШТАРКОВОГ ШИРЕЊА КОД
ИЗОЕЛЕКТРОНСКИХ НИЗОВА
ЛИТИЈУМА И НАТРИЈУМА

докторска дисертација

Београд, 2017

UNIVERSITY OF BELGRADE

FACULTY OF PHYSICS

Irinel Tapalaga

INVESTIGATION OF STARK
BROADENING REGULARITIES WITHIN
ISOELECTRON SEQUENCE OF LITHIUM
AND SODIUM

PhD dissertation

Belgrade, 2017

Ментор:

Проф. др Иван Дојчиновић

Ванредни професор Универзитета у Београду

Физички факултет

Чланови комисије:

- Др Јагош Пурић, професор емеритус,
Универзитет у Београду – Физички факултет
- Др Иван Дојчиновић, ванредни професор,
Универзитет у Београду – Физички факултет
- Др Братислав Обрадовић, ванредни професор,
Универзитет у Београду – Физички факултет
- Др Лука Поповић, научни саветник,
Астрономска опсерваторија у Београду

Датум одбране:

30.3.2017.

Дисертација је написана у Лабораторији за физику атома Физичког факултета у Београду.

Велику помоћ и одговоре на сва питања сам добио од проф. Јагоша Пурића, колегинице Норе Тркље и ментора проф. Ивана Дојчиновића.

10.2.2017.

Иринел Тапалага

Подаци о докторској дисертацији

Наслов докторске дисертације:

Испитивање регуларности Штарковог ширења код изоелектронских низова литијума и натријума

Резиме:

Циљ обављеног истраживања је проналажење теоријског модела који би омогућио одређивање вредности Штарковог ширења за различите спектралне линије емитера (атома и јона) и параметре плазме (различите концентрације и температуре), које до сада нису мерене нити рачунате, као и утврђивање функционалне зависности Штаркове ширине, како од параметара плазме, тако и унутрашње структуре атома. Предложени метод омогућује одређивање Штаркове ширине са минимумом потребних атомских параметара. Провера поузданости постојећих резултата је веома битна због чињенице да не постоји егзактан теоријски модел и да постоји низ проблема у емпиријском одређивању Штаркове ширине, као и недовољно експерименталних података. Критички гледано, Штаркова ширина се и до сада одређивала са већом грешком, те је неопходно развијати нове методе. Предложени приступ омогућује критичку анализу великог броја доступних вредности Штаркових параметара.

Модел који се користи у раду је добијен квантномеханичким израчунавањем Штарковог ширења (ω) у плазми, при чему је коришћено неколико апроксимација, али његов коначан облик има структуру у којој Штарково ширење зависи од потенцијала јонизације са горњег нивоа електрона у прелазу (χ) и наелектрисања емитера које види електрон у прелазу (Z_c). Ово је директна последица Штарковог ефекта, код којег дегенерација енергије зависи од електричног поља. Ширина линије, која је изражена у радијанима по секунди, представља распон поправке енергије узроковане Штарковим ефектом, односно пертурбацијом у електричном пољу плазме.

Основна примена резултата оваквог истраживања је у дијагностици плазме. Профили спектралних линија које емитују атоми су одређени параметрима плазме и структуром емитера, па се анализом тих профила може доћи до информација о

њиховом узроку, односно о параметрима плазме. Чак и сама ширина спектралне линије носи мноштво информација о свом окружењу. У општем случају, ширина спектралне линије је повезана са параметрима плазме, из чега се види да се електронска концентрација може одредити поређењем профила спектралне линије у непознатим условима са профилем добијеним у познатим условима. Функционална зависност Штарковог ширења од електронске концентрације, је по правилу, за вишеелектронске атоме линеарна, међутим постоје одступања од овог правила и та одступања су детаљно анализирана у овом раду. Функционална зависност од температуре је сложенија и такође је предмет предложеног истраживања. На основу података који су доступни види се да Штарково ширење опада са температуром за неке атомске прелазе, а расте за друге. Иако се у литератури наводи да је ова зависност увек монотono опадајућа или растућа за доступни температурни интервал, уочени су примери код којих је изражен максимум Штаркове ширине за одређену температуру. У раду су испитани ови примери и пронађен је модел који објашњава овакву зависност. С обзиром да потребни подаци нису доступни у одговарајућем броју, биће неопходно измерити ширине спектралних линија на потребним условима или теоријски израчунати помоћу неке од коришћених квантномеханичких апроксимација.

У анализи функционалне зависности су коришћени подаци о 44 експериментално измерених и 574 теоријски израчунатих ширина спектралних линија прикупљених из литературе и 52 спектралне линије за које је израчуната ширина у овом раду. На основу тих података је истражена могућност да се јединственом формулом опишу и линије неутрала и јона, што није био случај у ранијим радовима који се баве овом темом.

Посебан квалитет овом раду даје чињеница да је развијен приступ базама атомских података, као и података везаних за одговарајуће процесе (ефикасни пресеци). Обрада великог броја параметара је захтевала развој одговарајућих алгоритама који, с једне стране, омогућују брзу обраду података, а са друге стране омогућују квалитетну контролу и проверу процедуре и добијених резултата.

Кључне речи:

Штарково ширење, спектралне линије, спектралне серије, регуларности.

Научна област:

Физика

Ужа научна област:

Физика јонизованог гаса и плазме

Data on doctoral dissertation

Title of doctoral thesis:

Investigation of Stark broadening regularities within isoelectronic sequences of lithium and sodium

Summary:

The aim of this research is to find a theoretical model that would enable prediction of Stark broadening of spectral lines of different emitters (atoms and ions) and plasma parameters (concentration and temperature) which have not measured nor calculated, and to determine the functional dependence of Stark widths on parameters of plasma, as well as the internal structure of atoms. The proposed method allows the determination of the Stark width with a minimum of required atomic parameters. Checking the reliability of the existing results is very important due to the fact that there is no exact theoretical model, and there are a number of problems in the empirical determination Stark widths, as well as insufficient experimental data. Strictly speaking, the Stark widths have been, so far, determined with significant mistake, so it is necessary to develop new methods. The proposed method provides a critical analysis of a large number of available values of Stark parameters.

The model used was obtained by quantum-mechanical calculation of Stark broadening in plasma (ω), wherein a number of the approximation were used, but the final form has the structure in which we see that ω depends on the ionization potential of the upper energy level of the spectral transition (χ) and the rest core charge (Z_c). This is a direct consequence of the Stark effect, in which degeneration of the energy depends on the local electric field. Line broadening that is expressed in radians per second is a range of energy shifts caused by Stark effect, or in other words, caused by perturbation of the electric field of the plasma.

The main application of the results of such research is in plasma diagnostics. Spectral line profiles emitted by atoms are determined by plasma parameters and structure of the broadcasters, and the analysis of these profiles can get information about their cause - the plasma parameters. Even the width of the spectral line contains an abundance of information about its environment. In general, the width of the spectral line is connected

with the parameters of plasma, which suggests that the electron density can be determined by comparing the spectral line profiles in unfamiliar conditions to the profile obtained in known conditions. Functional dependence of Stark broadening on the electron density, by rule, is linear for many-electron atoms. However, there are exceptions to this rule and these deviations are analyzed in detail in this paper. Functional dependence on temperature is complicated and is also a subject of present investigation. Based on the information available, it can be seen that the Stark broadening increases with temperature for some atomic transitions, but decreases for other atomic transitions. Although this is always monotonic dependence on the available temperature range, examples have been found that the form of this dependence is bell-like on a wider temperature range. Given that the necessary data is not available, it will be necessary to measure line widths on the necessary conditions or calculate it theoretically using some of the used quantum mechanical approximation.

In the analysis of functional dependencies used data on 44 experimentally measured and 574 theoretically calculated widths of spectral lines collected from the literature and 52 spectral line width which are calculated in this paper. On the basis of these data it will be investigated the possibility to describe neutrals and ions with a unique formula, which was not the case in earlier works dealing with this topic.

The special quality of this work is that it has developed a system that enables fast access to databases of atomic data, and data related to relevant processes (effective cross sections). Processing of large number of parameters required the development of appropriate algorithms, that on the one hand, enables fast data processing, and on the other hand allows a quality control and verification procedures of obtained results.

Key words:

Stark broadening, spectral lines, the spectral series, regularity.

Scientific area:

Physics

Special topics:

Physics of ionized gas and plasma

Садржај

0. Увод	1
1. Штарков ефекат и Штарково ширење	4
1.1. Откриће Штарковог ефекта	5
1.2. Теорија Штарковог ефекта код водоника	6
1.3. Механизам Штарковог ширења	8
1.4. Други механизми ширења спектралних линија	12
1.5. Профил спектралне линије	24
2. Апроксимативне методе рачунања ширења спектралних линија	25
2.1. Семиемпиријска формула	29
2.2. Модификована семиемпиријска формула	33
2.3. Семикласична теорија	35
2.4. Упрошћена семикласична формула	37
3. Позиционирање истраживања	39
3.1. Циљ и методе истраживања	41
3.2. Теоријске основе регуларности	43
3.3. Скупови емитера на којима су истраживане регуларности Штарковог ширења	47
3.4. Параметри од којих зависи Штарково ширење	48
3.5. Радови других аутора који испитују изоелектронске низове	52
3.6. Експериментално утврђене температурне зависности ширине	54
3.7. Критика метода	56
4. Припремање података о Штарковом ширењу спектралних линија	57
4.1. Извор података	57
4.2. Генерисање података	67

4.3.	Параметри плазме	73
4.4.	Јединице за ширину спектралне линије	82
5.	Регуларности Штарковог ширења	84
5.1.	Зависност Штарковог ширења од концентрације електрона	84
5.2.	Зависност Штарковог ширења од електронске температуре	85
5.3.	Зависност Штарковог ширења од наелектрисања емитера које види електрон у прелазу	99
5.4.	Зависност редукованог Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа прелаза	103
5.5.	Зависност Штарковог ширења од других параметара	150
5.6.	Одређивање вредности Штарковог ширења на основу регуларности	152
5.7.	Штаркова ширина линија литијумског и натријумског изоелектронског низа	153
6.	Закључак	156
7.	Литература	159
8.	Прилог	168
8.1.	Штарков ефекат	168
8.2.	Линеарни Штарков ефекат	169
8.3.	Квадратни Штарков ефекат	175
8.4.	Биографија аутора	178

0. УВОД

У многим научним радовима [1,2,3,4] који дају осврт на теоријске и експерименталне податке о Штарковом ширењу, наводи се да постојеће базе података не могу да задовоље све већу потребу за подацима који се користе у проучавању звезданих спектра, на пример за рачунање оптичке прозирности и моделирање радијативног преноса у звезданим атмосферама, иако је ова област данас веома актуелна. Ти подаци су неопходни и за одређивање концентрације хемијских елемената, како у звездама, тако и у међузвезданом простору, као и у лабораторијској и фузионој плазми.

Подаци о Штарковом ширењу спектралних линија различитих атома и јона се користе у анализи радијативног преноса у атмосферама врелих звезда и у истраживању других астрофизичких проблема [5]. На пример, спектралне линије земноалкалних метала успешно се користе у поступку одређивања заступљености елемената у небеским телима [6]. Линије неутралног стронцијума и баријума, који су продукти термонуклеарних реакција у звезданим језгрима, корисне су за добијање информација о тим процесима. У фузионим реакторима дијагностиковање параметара високотемпературске плазме успешно се врши помоћу вредности Штаркових параметара линија хелијума и литијума [7].

Познато је да параметри плазме утичу на интензитет и ширину спектралне линије. Штаркова ширина доминантно зависи од електронске концентрације, али и од температуре, при чему је та температурна зависност недовољно испитана. У раду је предложен модел који објашњава општу зависност Штаркове ширине од

температуре, анализом ефикасних пресека за побуду одговарајућих енергијских нивоа.

Поред макроскопских параметара плазме, на профил линија утичу и структура емитера и интеракција емитера са пертурбером. Далекосежни допринос овог рада би могао бити у бољем разумевању интеракције међу конституентима плазме, у извођењу релација за ефикасне пресеке и у анализи механизма транспорта енергије у плазми.

Овакав приступ се разликује од претходних анализа трендова Штаркових параметара првенствено по избору параметара који у Штарково ширење уносе информације о атомској структури емитера [8]. На тај начин се може адекватно описати утицај атомске структуре на вредност Штарковог ширења, а тај се утицај у литератури назива регуларност Штаркових параметара.

Очекује се да грешка резултата која се добија овом методом буде упоредива са грешком података који се користе у проверавању зависности Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа. Због тога је неопходно имати што већу базу података са теоријски рачунатим или експериментално измереним подацима о Штарковом ширењу спектралних линија са истим условима окружења, односно са истим параметрима плазме, посебно при истим температурама и истој електронској концентрацији. На тај начин се може избећи скалирање на исту температуру и електронску концентрацију. У пракси се скалирање најчешће мора обавити, при чему је неопходно познавање функционалне зависности Штаркових параметара од температуре и концентрације.

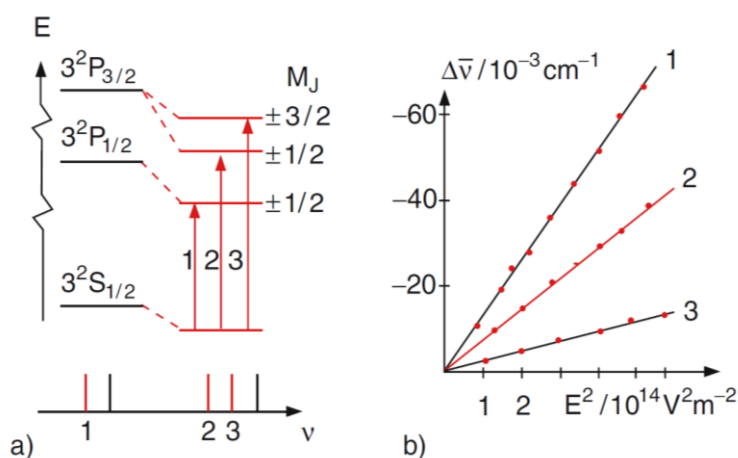
Тренутно, у базама атомских података је евидентан недостатак параметара за Штарково ширење великог броја спектралних линија јона и неутрала. Такође, може се уочити велики недостатак вредности за основне атомске параметре које су неопходне за рачунање Штаркових ширина по постојећим моделима. Циљ обављеног истраживања је проналажење теоријског модела који би омогућио израчунавање Штарковог ширења за различите спектралне линије емитера, које до сада није измерено нити израчунато. Предложени метод омогућује одређивање Штаркове ширине са минимумом потребних атомских параметара. Недостајуће

вредности Штарковог ширења израчунате су коришћењем модификоване семиемпиријске формуле. Провера поузданости постојећих резултата је веома битна због чињенице да не постоји егзактан теоријски модел и да постоји низ проблема у емпиријском одређивању Штаркове ширине. Предложени приступ омогућује критичку анализу великог броја доступних вредности Штаркових параметара.

У раду је по први пут изучавана регуларност линија изоелектронског низа литијума и натријума уз коришћење података за спектралне линије и јона и неутрала одговарајућег низа. До сада је у литератури изучавање Штаркове ширине линија неутрала било издвојено од проучавања регуларности јона који су њему слични. У раду је показано да је могућ јединствен приступ у обради Штаркових ширина јона и неутрала.

1. ШТАРКОВ ЕФЕКАТ И ШТАРКОВО ШИРЕЊЕ

Штарков ефекат је феномен који се догађа када се атом, или систем атома унесе у електрично поље. Том приликом спектар атома постаје другачији због цепања енергијских нивоа и њиховог померања (Слика 1.1). Услед овог ефекта долази до цепања линија које емитују системи са великим бројем атома и то ширење се назива Штарково ширење, а механизам ширења ће бити детаљно објашњен у одељку 1.3.

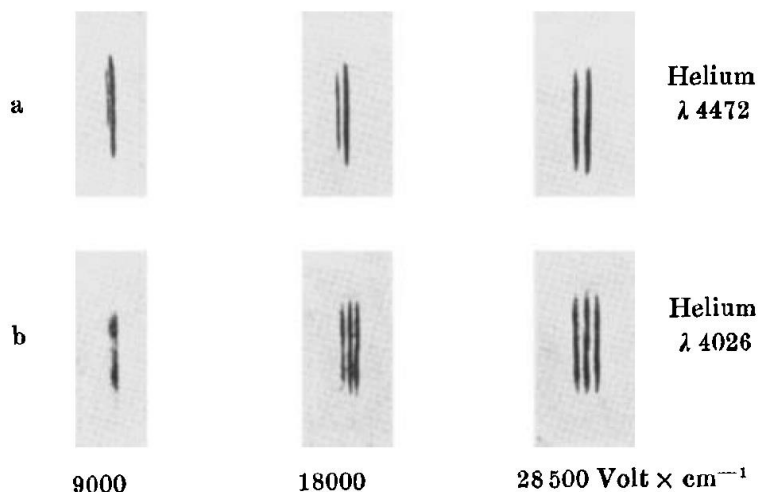


Слика 1.1 Штарков ефекат у атому натријума [9]. а) Илустрација три енергијска нивоа у атому који се померају и цепају под утицајем електричног поља. б) Измерене вредности Штарковог померања спектралних линија показују квадратичну зависност од електричног поља.

Штарков ефекат мења спектар атома тако што ствара нове спектралне линије у околини постојећих, док Штарково ширење мења спектар атома тако што шири линије спектра.

1.1. Откриће Штарковог ефекта

Штарков ефекат је добио име по немачком научнику Јохану Штарку (Johannes Stark, 1874-1957), који га је открио 1913. године. Штарк је до овог открића дошао посматрајући Балмерову серију у водонику. Убрзо је ефекат забележен и код других атома, а веома јасно је приказан на снимку који је Штарк објавио у свом раду 1914. године [10]. На снимку се виде две спектралне линије: $\lambda = 447.2 \text{ nm}$ (2p-4d) и $\lambda = 402.6 \text{ nm}$ (2p-5d). Ове линије су снимљене под утицајем малог електричног поља од 9 kV/cm , а затим под утицајем електричног поља веће јачине од 18 kV/cm и на крају под утицајем максималног електричног поља које дозвољава експеримент од 28.5 kV/cm . На резултујућим сликама се јасно види постепено раздвајање компоненти спектралних линија које је након тога и теоријски потпуно објашњено (Слика 1.2).



Слика 1.2 Један од првих експерименталних снимака спектралних линија у електричном пољу [10].

1.2. Теорија Штарковог ефекта код водоника

Општи израз за рачунање Штарковог ефекта у случају било ког атома и електричног поља не постоји због своје комплексности, али се могу наћи приближна решења. Појединачни случајеви се могу решити егзактно. Теорија која објашњава Штарков ефекат је једноставна у случају када се атом водоника унесе у стационарно електрично поље и то ће бити приказано у овом одељку, а поступак је сличан и код других емитера.

Полазимо од временски независне Шредингерове једначине која адекватно описује понашање атома у временски непромењивом електричном пољу [11,12].

$$\hat{H}|\psi\rangle = E|\psi\rangle \quad (1.1)$$

Овде је:

- \hat{H} - хамилтонијан система,
- $|\psi\rangle$ - стање система,
- E - енергија система.

(Више информација о овој једначини се може наћи у Прилогу, стр. 168). Хамилтонијан овог система, који се састоји само од једног електрона и једног протона, у спољашњем електричном пољу је:

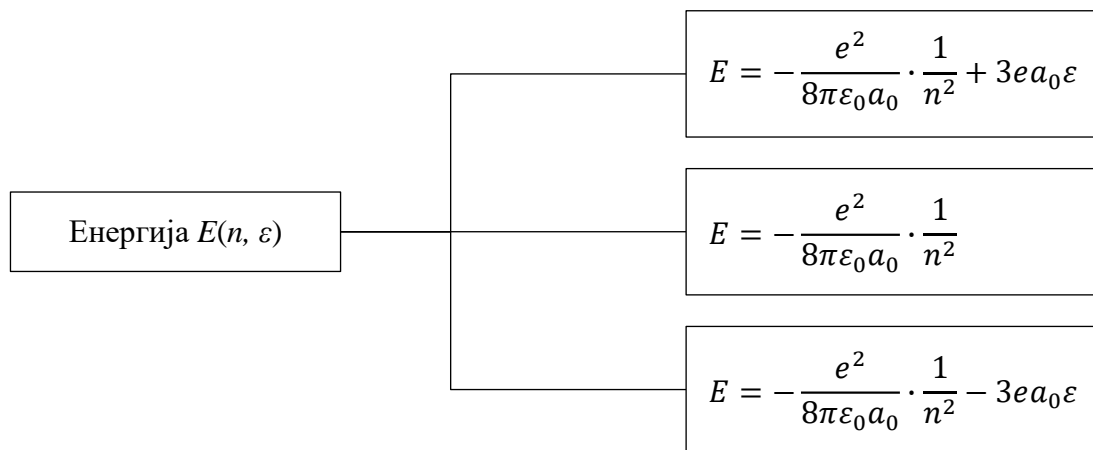
$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e} - \frac{e^2}{r} + |e|\vec{\mathcal{E}}\vec{r} \quad (1.2)$$

Овде је:

- \vec{r} - вектор положаја електрона у односу на координатни систем везан за језгро,
- r - растојање између протона и електрона,
- e - елементарно наелектрисање,
- $\vec{\mathcal{E}}$ - вектор електричног поља,

- \hat{p} - оператор импулса електрона,
- m_e - маса електрона.

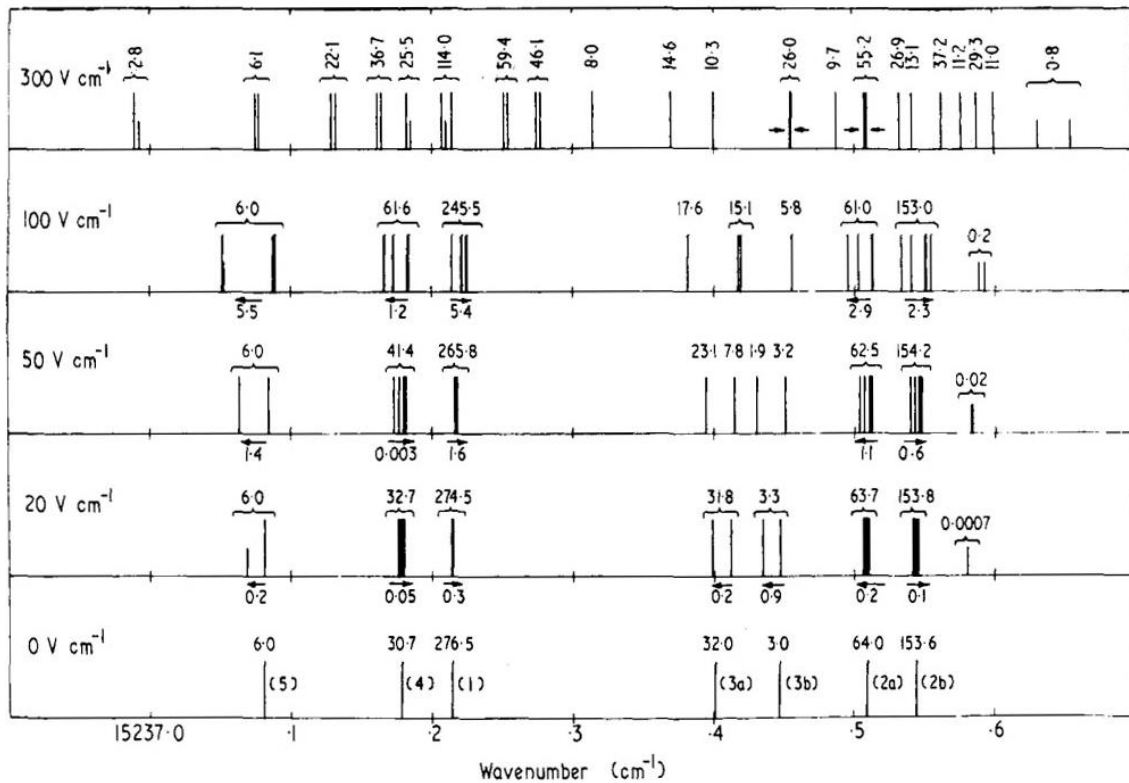
Решавањем временски независне Шредингерове једначине налазимо решење за $|\psi\rangle$ - стање система и за E - енергију система. За енергију првог побуђеног нивоа система се добија бесконачно много решења која зависе само од n и ε , а за сваки пар n и ε постоји три решења:



Овде је:

- ε - интензитет електричног поља,
- a_0 - Боров радијус,
- ε_0 - диелектрична константа вакуума,
- n - главни квантни број.

Цепанье енергијских нивоа атома у електричном пољу доводи и до повећања броја спектралних прелаза са различитом таласном дужином (Слика 1.3). На слици се види велики број линија описаних различитим квантним бројевима и цепанье линија услед повећања јачине електричног поља [13].



Слика 1.3 Балмерови D_{α} прелази у деутеријуму за различите јачине поља. Бројеви изнад линија представљају израчунате интензитете, а бројеви испод линија представљају очекивано померање услед Штарковог ефекта [13].

Као што се може видети са слике, спољашње електрично поље заиста изазива цепање спектралних линија, односно појављивање нових спектралних линија. Такође се може видети да је ефекат уочљив на врло малим јачинама електричног поља од само 20 V/cm , али је у том случају за детекцију неопходан спектрални уређај изузетно високе резолуције ($R \approx 6 \cdot 10^5$). У случају Штарковог ширења, за детекцију је потребан спектрални уређај много мање резолуције.

1.3. Механизам Штарковог ширења

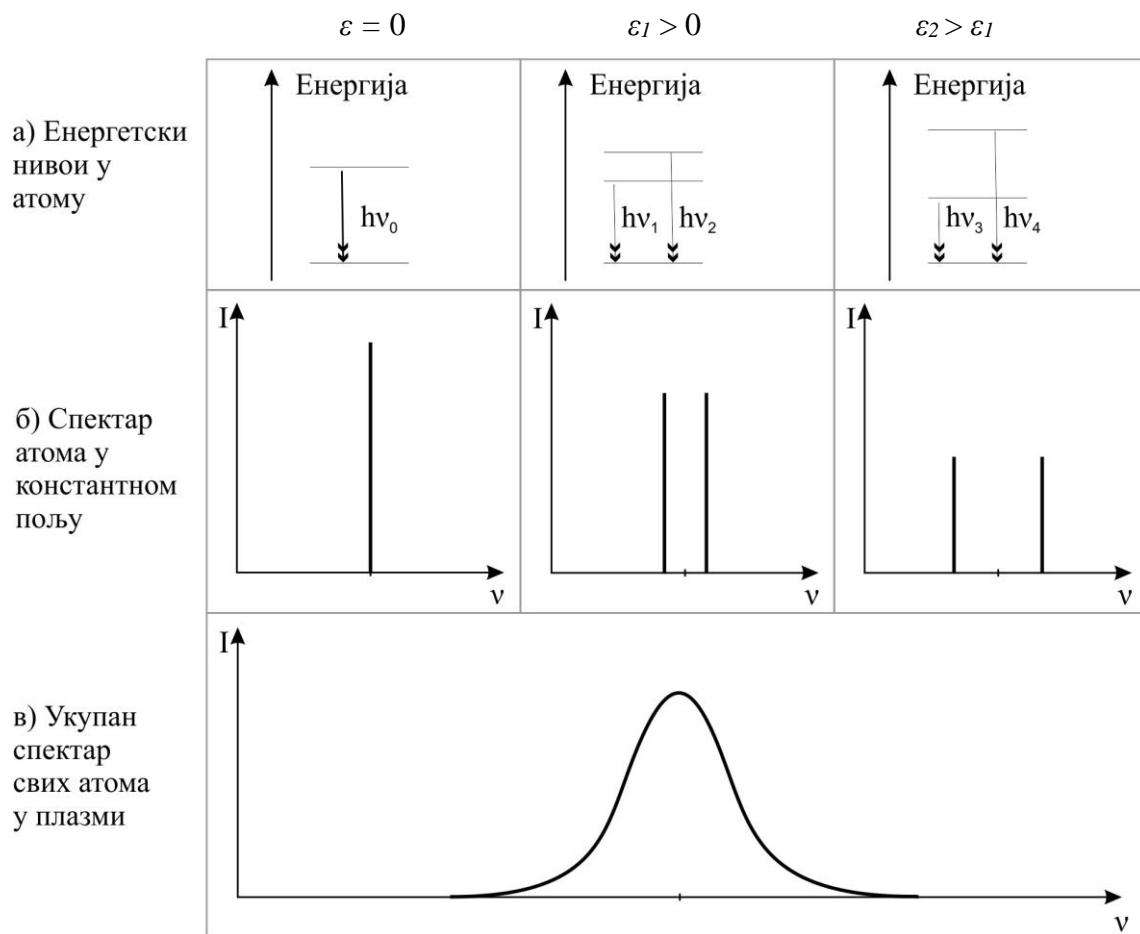
У случају великог броја атома који се крећу са различитим брзинама, или још боље речено када посматрамо плазму, неминовно долази до сударања два атома или атома са слободним електроном. Тада се више не може рећи да је атом слободан, него се мора посматрати атом у електричном пољу честице којој се приближио. Најважнији случај је када се атом судари са електроном, јер је то доминантни део

Штарковог ширења и описује се сударном апроксимацијом. Сударна апроксимација важи за ширење линије изазвано сударима брзих честица, електрона, чији је допринос уочљив око центра линије. На крајевима спектралне линије ова апроксимација обично није применљива због већег утицаја јона. Према овој апроксимацији пертурбери (електрони) се третирају као тачкасте честице које се крећу по одређеним путањама.

Ширење изазвано сударом са јоном описује се квазистатичком апроксимацијом. Квазистатичка апроксимација се базира на претпоставци да су пертурбери непокретни (квазистационарни), тако да је временски интервал судара између емитера и пертурбера много дужи од времена које је битно за процесе ширења. Ова апроксимација важи када се проучавају интеракције са пертурберима чија је брзина мала, односно када су температуре плазме мале а маса пертурбера велика (судари са јонима). Овом апроксимацијом се успешно описују крила спектралних линија. У случају судара атома са неутралом такође може доћи до ширења спектралних линија, односно може доћи до резонантног и Ван дер Валсовог ширења [14].

Наведене теорије су велике тачности, али се због компликованог рачуна и потребног познавања великог броја атомских параметара тешко примењују. Због тога се користе апроксимативне теорије.

Растојање између атома (емитера) и електрона (пертурбера) је различито за сваки пар атом-електрон, а самим тиме се разликује и електрично поље којим пертурбер делује на емитер. Штарков ефекат се манифестује на свим атомима и енергијски нивои у њима бивају померени али се, због различитог интензитета електричног поља које делује на различите атоме, енергијски нивои различито померају. Због тога се може рећи да сваки атом у плазми емитује мало другачији спектар.



Слика 1.4 Илустрација механизма који доводи до Штарковог ширења. а) Приказани су енергијски нивои атома у случају различитих јачина електричног поља. б) Спектри атома у константном електричном пољу различите јачине. Иако електрично поље не утиче директно на интензитет линија, на слици интензитет линија опада са повећањем електричног поља због тога што је мањи проценат атома изложен великим електричним пољима. в) Укупни спектар свих атома у плазми који у себи садржи зрачење великог броја различитих таласних дужина због тога што је сваки атом под утицајем различите јачине електричног поља, па тако има и различити спектар.

Када спектрални уређај снима зрачење плазме, неминовно је да се сними зрачење великог броја атома, а резултујућа слика је укупни спектар различитих зрачења појединачних атома. Због тога резултујући спектар у себи садржи велики број спектралних линија врло блиских фреквенција које изгледају као да су се стопиле и дају профил линије који има ширину. Сви ови микро ефекти заједно чине Штарково ширење спектралних линија. Слика 1.4 илуструје овај механизам. Под а) видимо енергетске нивое у атому који под утицајем различитих јачина електричног поља различито изгледају, а прелаз електрона у таквим условима даје фотоне различитих фреквенција. Под б) је илустрација спектра који настаје у датим условима. На првој слици постоји само једна спектрална линија, јер је јачина

електричног поља једнака нули, па нема цепања енергетског нивоа. На другој слици постоје две спектралне линије које су мањег интензитета и настале су због дејства електричног поља које цепа горњи енергијски ниво. На трећој слици, под утицајем још већег електричног поља, постоје две спектралне линије, као и у случају малог електричног поља, али су те линије још више померене и смањеног интензитета. Разлог за веће померање јесте последица јачег електричног поља, док смањење интензитета није директна последица јачег електричног поља. Узрок смањења интензитета је максвеловска расподела енергије честица у плазми која указује на то да само мањи број честица може имати довољно енергије да приђе довољно близу емитера и узрокује јако електрично поље.

У случају Штарковог ширења, за детекцију је потребан спектрални уређај много мање резолуције него за детекцију Штарковог ефекта, јер је електрично поље у којем се налази атом у плазми много веће него у случају атома у спољашњем електричном пољу. На основу израза за потенцијалну енергију електричног поља

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q_1 \cdot Q_2}{r} \quad (1.3)$$

и кинетичку енергију електрона у плазми [15]:

$$E_k = \frac{3}{2} kT \quad (1.4)$$

Може се наћи просечно растојање на којем се налазе емитер и пертурбер приликом судара:

$$r = \frac{Q_1 \cdot Q_2}{6\pi\epsilon_0 kT} \quad (1.5)$$

На основу тога налазимо просечно електрично поље узроковано приближавањем наелектрисане честице просечне брзине:

$$E \approx \frac{6\pi\epsilon_0 (kT)^2}{e^3} \approx 10^8 V / cm \quad (1.6)$$

Овде је:

- $T = 10^4$ К
- k - Болцманова константа
- e – елементарно наелектрисање
- $Z = 1$ наелектрисање пертурбера и емитера у јединицама e

Иако је ово груба процена електричног поља које делује на пертурбер, може се рећи да је добијен ред величине тог поља и да је оно прилично велико у односу на спољашња поља која настају у лабораторијским условима.

1.4. Други механизми ширења спектралних линија

Изглед детектоване спектралне линије зависи од особина самог емитера, окружења у коме се налази при емитовању, као и особина спектралног уређаја и детектора.

Спектралне линије нису идеално уске, већ имају коначну ширину. Она потиче, пре свега, од природног ширења, али и неизбежног Доплеровог ширења (емитери се налазе у плазми са средњом температуром T). На ширину линије битно утиче и спектрални апарат (инструментална полуширина).

Ширина спектралне линије зависи и од окружења у коме се емитер налази при емитовању (Штарково ширење, резонантно ширење и Ван дер Валсово ширење).

Природно ширење

Са становишта квантне механике, природно ширење се може објаснити Хајзенберговим принципом неодређености ($\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar$), при чему је неодређеност времена боравка електрона у неком (побуђеном) стању дата средњим временом живота тог стања τ_n . Како је време живота електрона на свим побуђеним стањима реда 10^{-6} - 10^{-9} s, следи да њихова енергија у таквом стању није тачно одређена вредност E_n (као што следи из решавања Шредингерове једначине), већ електрони могу да имају енергије из уског интервала $E_n \pm \Delta E_n$. Неодређеност енергије датог

стања је $\Delta E_n \sim \hbar / \tau_n$. При преласку електрона са једног (природно проширеног) нивоа на други, емитује се фотон, односно спектрална линија чија је неодређеност фреквенце:

$$\Delta \nu_{if} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_f} \right) \quad (1.7)$$

Где су τ_i и τ_f времена живот иницијалног и финалног стања прелаза.

Време живота побуђеног стања повезано је са вероватноћом прелаза за спонтану емисију:

$$\tau_j = 1 / \sum_i A_{ji} \quad (1.8)$$

Где је A_{ji} вероватноћа спонтане емисије са енергијског нивоа j на енергијски ниво i .

Коначно добијамо израз за природну ширину спектралне линије [16]:

$$\Delta \lambda_{1/2} = \frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \left(\sum_{i' < i} A_{i'i} + \sum_{f' < f} A_{f'f} \right) \quad (1.9)$$

где су $A_{i'i}$ и $A_{f'f}$ вероватноће спонтане емисије са иницијалног и финалног стања прелаза, а λ_0 таласна дужина спектралне линије.

Дакле, свака спектрална линија има природну ширину која је реда величине 10^{-5} nm. Ово ширење се, у пракси, може занемарити. Облик профила код природног ширења је Лоренцовог (Lorentz) типа.

Доплерово ширење

Доплеров (Doppler) ефекат је појава померања таласне дужине емитоване светлости услед релативног кретања извора у односу на посматрача. Ако се емитер креће према посматрачу таласна дужина се смањује и обрнуто.

За емитер који се креће у односу на посматрача брзином u таласна дужина коју види посматрач је:

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 + \frac{u}{c} \right) \quad (1.10)$$

Доплерово померање таласне дужине λ_0 је дато са:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{u}{c} \quad (1.11)$$

Дакле, уколико у извору постоји ансамбл емитера који се крећу од детектора или ка њему и при томе зраче, детектоваће се померање спектралне линије - Доплеров помак.

Доплерово ширење спектралних линија настаје као последица Доплеровог ефекта, када се емитери хаотично крећу и при томе имају неку расподелу брзина. Компоненте брзина емитирајућих атома у правцу детектора доводе до Доплеровог помака таласне дужине сваког од емитованих фотона. Пошто разни атоми имају различите брзине, укупно (регистровано) зрачење представља скуп фотона са различитим помацима, што укупно доводи до ширења спектралне линије. Профил линије проширене на овај начин је симетричан.

Познато је да је температура мера унутрашње енергије, и директно је повезана са расподелом брзина коју честице неког ансамбла имају. Уколико је расподела електрона по брзинама дата Максвеловом (Maxwell) расподелом, Доплеров профил је дат Гаусовом (Gauss) функцијом са централном таласном дужином λ_0 :

$$I(\Delta\lambda) = I_{Gm} \exp \left[- \left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} \right)^2 \right] = I_{Gm} \exp \left[- \frac{mc^2(\nu_0 - \nu)^2}{2kT\nu_0^2} \right] \quad (1.12)$$

при чему је $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, λ и ν су таласна дужина и фреквенција на којој се посматра интензитет линије, а $\Delta\lambda_D$ је Гаусова полуширина везана са полуширином линије ($\Delta\lambda_{1/2}$):

$$\Delta\lambda_D = \frac{\Delta\lambda_{1/2}}{2\sqrt{\ln 2}} \quad (1.13)$$

Полуширина линије проширене Доплеровим ефектом $\Delta\lambda_{1/2}$ у нанометрима износи [16]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 7.16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (1.14)$$

где је M моларна маса емитера у атомским јединицама масе, T температура плазме у келвинима, а λ_0 таласна дужина спектралне линије у нанометрима. Дакле, из Доплерево полуширине може се одредити температура емитера. Доплерово ширење не зависи од електронске концентрације. Типичне ширине линије везане за Доплерово ширење су 0.01 - 0.1 nm. Ово ширење је значајно код лаких елемената на високим температурама.

Инструментално ширење

Инструментално ширење настаје као последица утицаја спектралног уређаја на облик линије. Наиме, спектрална линија представља лик улазног прореза, те он даје облик спектралној линији, када су други процеси ширења линије занемарљиви. Улазни прорез увек има коначну ширину. Инструментално ширење настаје и због дифракционих појава у уређају, аберације, дефеката оптичког система, утицаја детектора зрачења.

Уколико се користи јако узак прорез, добија се дифракциони профил линије ($f_1 \sim \sin^2 u/u^2$), односно централни максимум се расплињава у дифракционој слици. Ако се, пак, користи јако широки прорез, онда је дифракција занемарљива, али је тада осветљеност иза прореза константна, тј. линија има правоугаони профил ($f_2 \sim A, |x| \leq a/2$). Због тога је неопходно коришћење узаног прореза, тако да је инструментални профил конволуција дифракционог и правоугаоног профила. Инструментални профил се подешава променом ширине прореза при посматрању линија чија је сопствена ширина занемарљива у односу на инструменталну (пражњења ниског притиска).

Облик профила код инструменталног ширења је Гаусовог типа при коришћењу фотомултипликатора као детектора. На излазу из монохроматора се, у том случају, поставља излазни прорез, који издваја зрачење појединих таласних дужина и омогућује снимање облика спектралне линије. Код OSMA детектора инструментални профил линије је близак Лоренцовом профили, док се код CCD камера профил описује Гаусовом функцијом.

Ширење услед притиска

Поред Штарковог ширења које је посебно описано постоје и друга ширења услед притиска. Ширење услед притиска настаје као последица интеракције емитера са околним честицама, при чему долази до пертурбације нивоа емитера и, самим тим, до промена у емисионом спектру. Ово ширење се може поделити према типу интеракције емитера и пертурбера на резонантно ширење (ако емитер интерагује са пертурбером исте врсте), Ван дер Валсово ширење (ако је у питању интеракција са неутралним атомима) и Штарково ширење (када су пертурбери наелектрисане честице). Облик профила линија код ових ширења је Лоренцовог типа. Уопште узев, сем ширења линије, може доћи до њеног померања, али и до појаве линија у спектру које одговарају забрањеним прелазима.

Резонантно ширење настаје код прелаза у атому, код којих постоји дозвољени (диполни) прелаз у основно стање са горњег или доњег нивоа посматраног прелаза. Да би ово ширење настало, неопходно је да емитер буде окружен великим бројем истих атома у основном стању (велике густине). До ширења линије долази услед дегенерације одговарајућих нивоа. Наиме, поред радијативне деекситације емитера, могућ је и процес предаје енергије другом атому нерадијативно, односно сударом. На тај начин се скраћује време средњег живота емитера у ексцитованом стању, а повећава неодређеност одговарајућег нивоа ($\Delta E_n \sim \hbar / \tau_n$), а тиме и ширина линије. Резонантно ширење зависи од концентрације честица-пертурбера и испољава се на високим концентрацијама. При резонантном ширењу спектрална линија је симетрично проширена, без померања.

Ван дер Валсово ширење се дешава услед интеракције емитера са неутралним пертурберима, различитим од самог емитера. Ово ширење се дешава као последица

Ван дер Валсових интеракција, које су кратког домета и испољавају се као интеракција дипол-индуковани дипол ($\sim r^{-6}$).

Како је пертурбација енергијских нивоа емитера изражена само при јако малим растојањима емитера и пертурбера, то се Ван дер Валсово ширење дешава само на јако великим притисцима. Сем ширења, ове интеракције се манифестују и појавом помераја спектралних линија. Све ове појаве су јаче изражене код високо побуђених нивоа тежих емитера.

Полуширина линије проширене Ван дер Валсовим ширењем [17] $\Delta\lambda_{1/2}$ износи:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{5.85 \cdot 10^{-36} \lambda_0^2 N_p v_s^{3/5}}{E_p^{4/5} (E_j - E_i)^{2/5}} \left(\frac{67.5 \cdot Z_c^2}{E_j - E_i} + 1 - 3 \cdot l_i(l_i + 1) \right) \quad (1.15)$$

где је N_p концентрација пертурбера по метру кубном, Z_c наелектрисање остатка емитера, E_p енергија ексцитације резонантног нивоа у електрон волтима, E_j енергија јонизације емитера у електрон волтима, E_i енергија ексцитације горњег нивоа у електрон волтима, l_i орбитални квантни број горњег нивоа, λ_0 таласна дужина спектралне линије у нанометрима, а v_s је средња релативна брзина атома који се сударају:

$$v_s = 145 \sqrt{T \left(\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} \right)} \quad (1.16)$$

где су A_1 и A_2 моларне масе емитера и пертурбера, T температура плазме у келвинима, а λ_0 таласна дужина спектралне линије у нанометрима.

Квантитативно поређење механизма ширења спектралних линија

При анализи спектра корисно је имати увид у интензитет свих процеса који утичу на облик спектралне линије, јер се на основу тога може брзо и лако одредити који ефекат је доминантан. Ширине и помераји се често разликују за читаве редове величина и није тешко утврдити о ком ефекту је реч. У следећој табели су дате

вредности ширина спектралних линија које настају услед механизма ширења на датим условима који су у пракси најчешћи.

Табела 1.1 Интензитети ефеката који деформишу спектар под условима датим у наставку (Табела 1.2).

Ефекат	Величина ефекта
Природно ширење	$\Delta\lambda_{1/2} \approx 10^{-5} \text{ nm}$
Резонантно ширење	$\Delta\lambda_{1/2} \approx 10^{-3} \text{ nm}$
Доплерово ширење	$\Delta\lambda_{1/2} \approx 10^{-2} \text{ nm}$
Инструментално ширење	$\Delta\lambda_{1/2} \approx 10^{-2} \text{ nm}$
Штарково ширење	$\Delta\lambda_{1/2} \approx 10^{-1} \text{ nm}$

Прецизно говорећи, не може се рећи који механизам ширења спектралних линија највише доприноси ширењу. То зависи од услова у плазми, а и од саме спектралне линије коју посматрамо. На следећим сликама је дат пример шест спектралних линија на две концентрације и у функцији температуре плазме. Концентрација је изабрана као гранични случај на којем Доплерово ширење постаје веће од Штарковог и обрнуто.

У наредним примерима, вредности за Штарково ширење су рачунати на основу [18] где $\Delta\lambda_{1/2}$ у ангстремима износи:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 10^{A_0} \cdot T^{A_1} \cdot T^{A_2 \cdot \log T} \quad (1.17)$$

где су A_0 A_1 и A_2 параметри дати у Stark-B¹ бази, а T температура плазме у келвинима. Stark-B је база података израчунатих ширина и помака изолованих линија атома и јона услед судара са електронима и јонима. Ова база података је посвећена моделирању и спектроскопској дијагностици звезданих атмосфера. Поред тога, она је такође посвећена лабораторијској и технолошкој плазми. Дакле, домен температуре и густине обухваћене табелама је широк и зависи од јонизационог стања датог јона. Температура може варирати од неколико хиљада,

¹ Sahal-Bréchet, S., Dimitrijević, M.S., Moreau N., 2017. STARK-B database, <http://stark-b.obspm.fr> Observatory of Paris, LERMA and Astronomical Observatory of Belgrade

за неутралне атоме, до неколико стотина хиљада Келвина за високо наелектрисане јоне. Електронска или јонска густина може да варира од 10^{12} cm^{-3} (случај звезданим атмосферама) до неколико 10^{19} cm^{-3} (код белих патуљака и неких лабораторијских плазми)

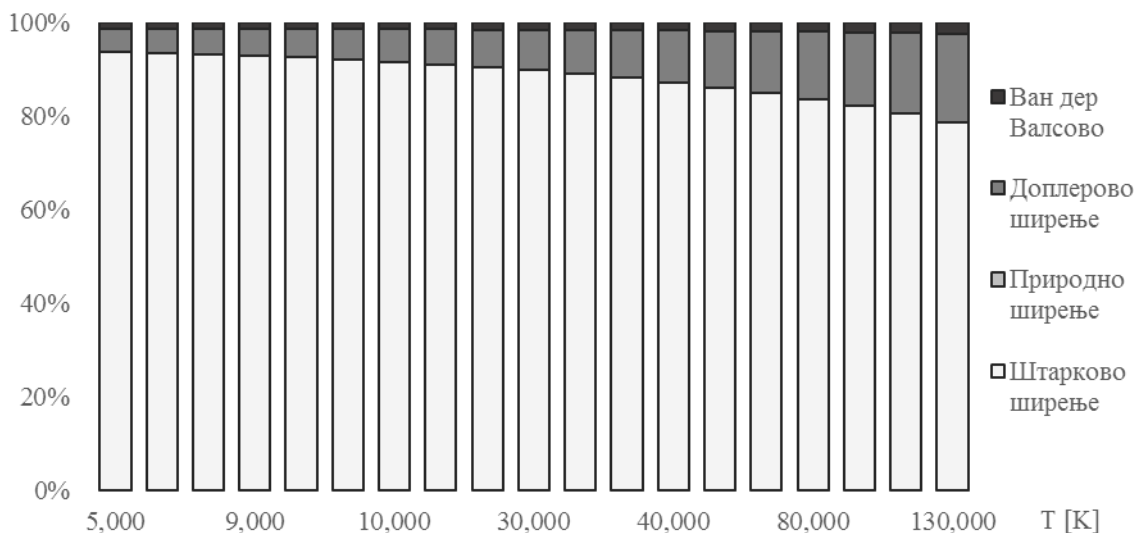
Табела 1.2 Параметри који су потребни за рачунање природног ширења, Штарковог ширења, Доплеровог ширења и Ван дер Валсовог ширења спектралних линија код шест изабраних примера.

	Емитер	Прелаз	λ [nm]	M [ajm]	E_f [eV]	E_i [eV]	E_0 [eV]	E_p [eV]	$\sum_{i' < i} A_{i'i}$ [s ⁻¹]	$\sum_{i' < i} A_{i'i}$ [s ⁻¹]	A0	A1	A2
Пример 1	Li I	3s-3p	2689	6.9	3.4	3.8	5.4	1.8	3.3E+07	4.7E+06	-1.66504	1.20838	-0.1326
Пример 2	Li I	3p-5s	1356	6.9	3.8	4.7	5.4	1.8	4.7E+06	9.8E+06	-0.62097	0.70296	-0.0713
Пример 3	B III	3s-3p	784	10.8	22.3	23.9	37.9	6.0	1.6E+09	1.3E+09	2.7375	-0.76827	0.04899

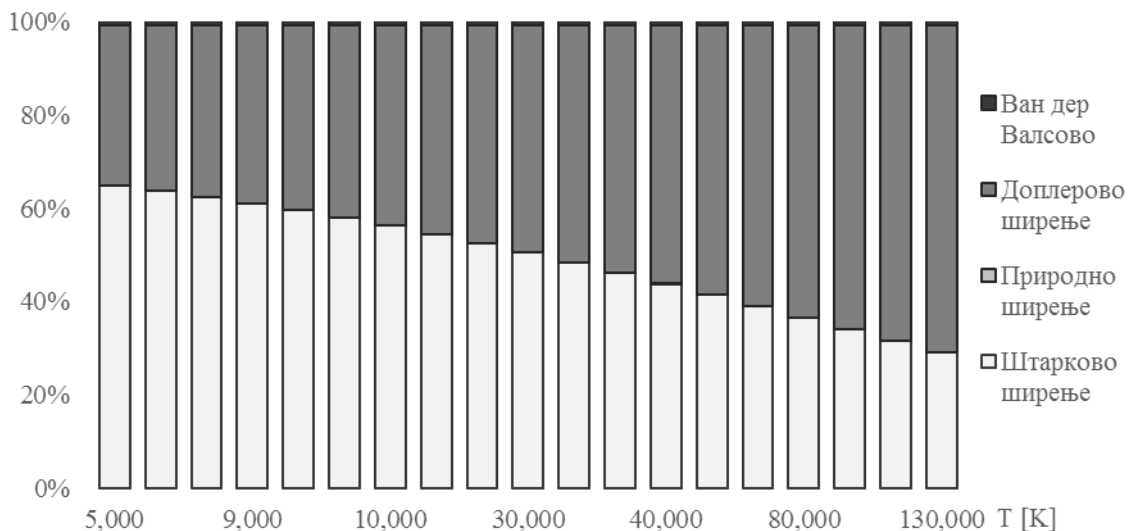
Први пример се односи на спектрални прелаз 3s-3p неутралног литијума, други пример на спектрални прелаз 3p-5s неутралног литијума, а трећи пример на спектрални прелаз 3s-3p двоструко наелектрисани бор. За рачунање ширине ових линија неопходно је знати таласну дужину линије λ , моларну масу емитера M, енергију финалног нивоа прелаза E_f , енергију иницијалног нивоа прелаза E_i , енергију јонизације емитера E_0 , енергију ексцитације резонантног нивоа E_p , укупну вероватноћу спонтане емисије са виших нивоа на иницијални ниво $\sum_{i' < i} A_{i'i}$, укупну вероватноћу спонтане емисије са виших нивоа на финални ниво $\sum_{i' < i} A_{i'i}$, и коефицијенте температурне зависности Штарковог ширења A0, A1 и A2 датих у формули (1.17). За потребе рачунања Ван дер Валсовог ширења узима се да је концентрација пертурбера једнака електронској концентрацији.

Пример спектралне линије Li I (3s-3p)

Код спектралне линије Li I (3s-3p) на електронској концентрацији $N_e=10^{22}\text{m}^{-3}$ Штарково ширење је доминантно, док је Доплерово знатно мање, а Ван дер Валсово и природно ширење су занемарљиви. На мало нижој концентрацији Доплерово ширење постаје веће од Штарковог.



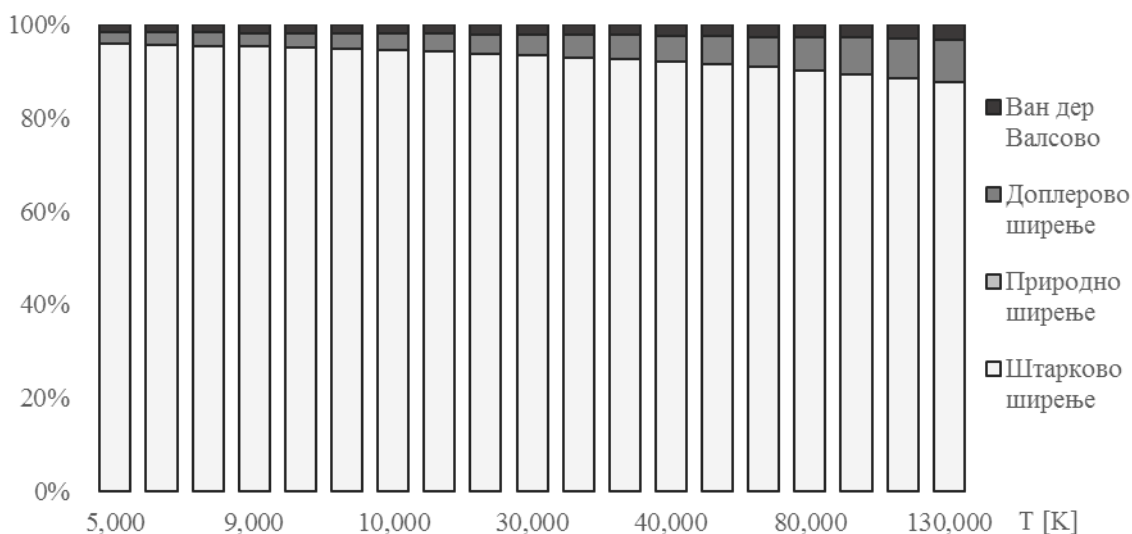
Слика 1.5 Механизми ширења спектралне линије Li I (3s-3p) на електронској концентрацији $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$.



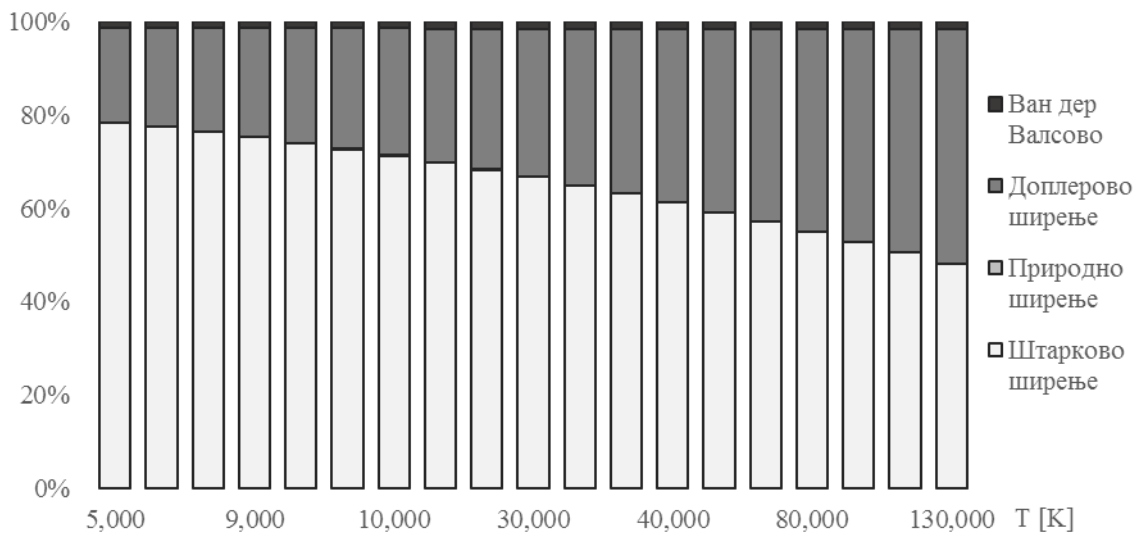
Слика 1.6 Механизми ширења спектралне линије Li I (3s-3p) на електронској концентрацији $N_e = 10^{21} \text{ m}^{-3}$.

Пример спектралне линије Li I (3p-5s)

Код спектралне линије Li I (3p-5s) на електронској концентрацији $N_e=10^{22}m^{-3}$ Штарково ширење је доминантно, док је Доплерово знатно мање, а Ван дер Валсово и природно ширење су занемарљиви. Ако се електронска концентрација смањи десет пута, а температура подигне на 130000K Доплерово и Штарково ширење се изједначују. Даље повећање температуре или смањење концентрације доводи до доминације Доплеровог ширења.



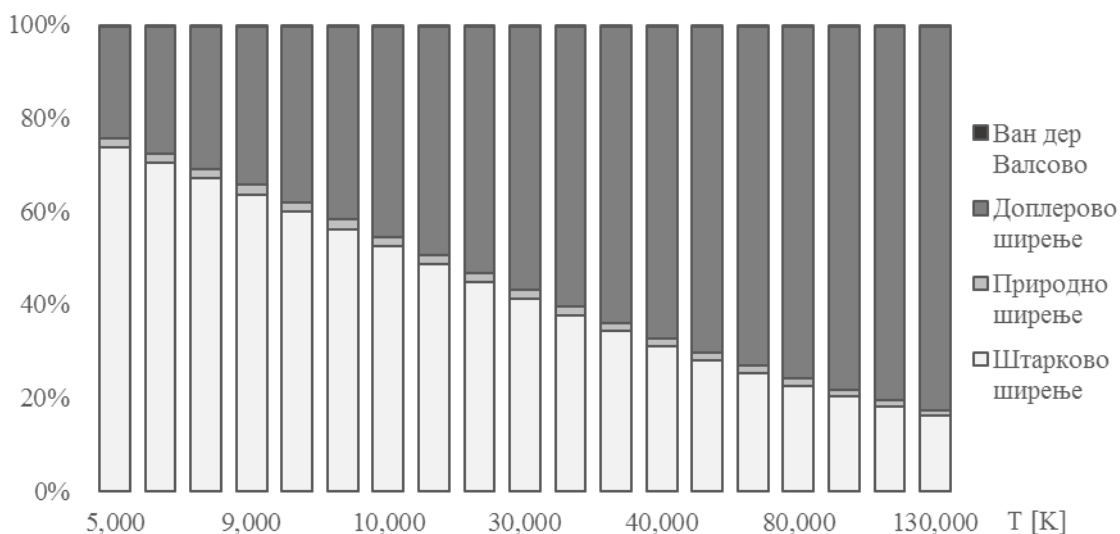
Слика 1.7 Механизми ширења спектралне линије Li I (3p-5s) на електронској концентрацији $N_e = 10^{22} m^{-3}$.



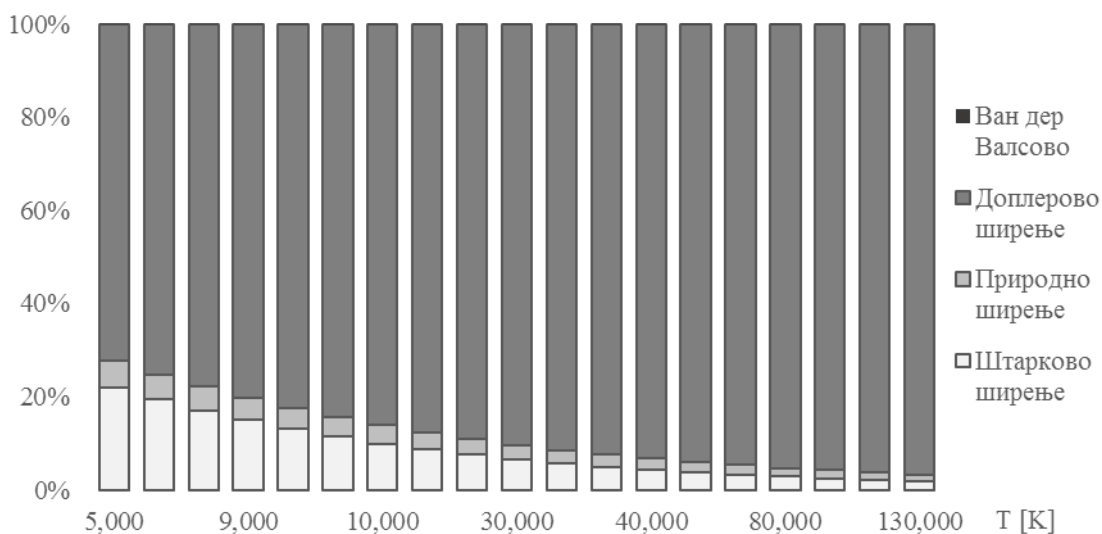
Слика 1.8 Механизми ширења спектралне линије Li I (3p-5s) на електронској концентрацији $N_e = 10^{21} m^{-3}$.

Пример спектралне линије В III (3s-3p)

Ово је једини пример у којем је природно ширење незанемарљиво. Ово је директна последица вероватноће прелаза, односно Ајнштајнових коефицијената који улазе у рачун природног ширења и који су највећи у овом примеру. Збир свих релевантних вероватноћа прелаза у овом примеру је $\sum_{i' < i} A_{i'i} + \sum_{f' < f} A_{f'f} = 3 \cdot 10^9 s^{-1}$, док је на примеру Li I (3s-3p) ова вредност сто пута мања.



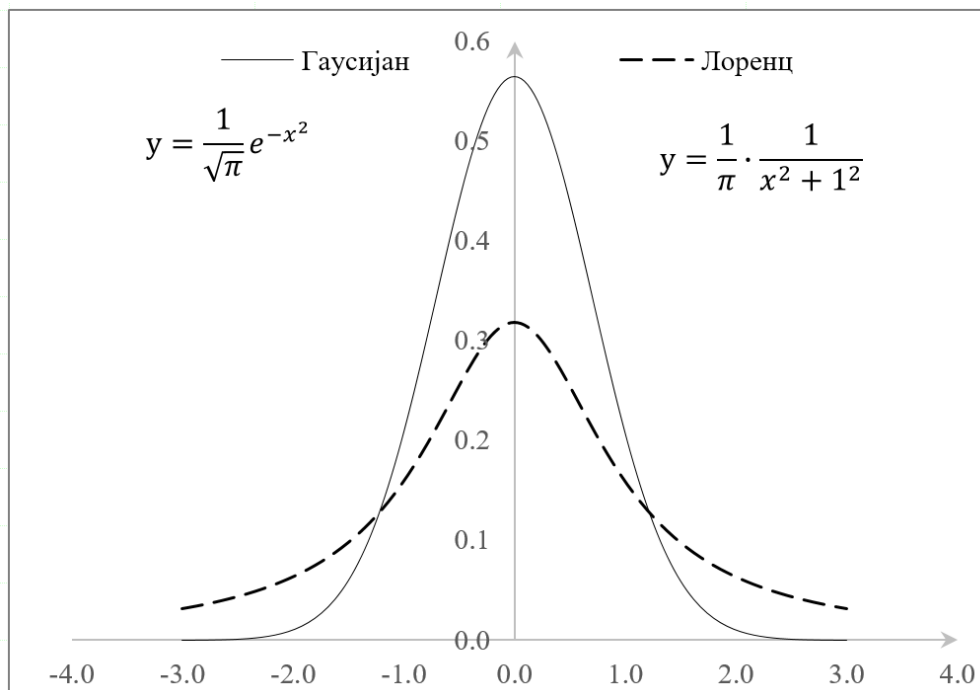
Слика 1.9 Механизми ширења спектралне линије В III (3s-3p) на електронској концентрацији $N_e = 10^{22} m^{-3}$.



Слика 1.10 Механизми ширења спектралне линије В III (3s-3p) на електронској концентрацији $N_e = 10^{21} m^{-3}$.

1.5. Профил спектралне линије

Профил линије која је проширена због утицаја Штарковог ефекта је Лоренцов, као и код природног, резонантног и Ван дер Валсовог ширења, а за разлику од Доплеровог ширења које има Гаусов профил (Слика 1.11). Познавање облика спектралне линије је важно због идентификације узрока ширења. Уколико постоји више механизма који истовремено проширују спектралну линију, облик спектралне линије добија Војтов (Voigt) профил, који је конволуција Гаусовог и Лоренцовог.



Слика 1.11 Упоредни приказ Гаусовог и Лоренцовог профила који су интегрално нормирани на јединицу.

Када се говори о Штарковом ширењу спектралних линија, сматра се да је линија проширена само услед Штарковог ефекта, док други механизми не утичу на ширење или је њихов утицај занемарљив. У току обраде експерименталних профила утицај других механизма ширења се одваја од укупне ширине спектралне линије процедуром деконволуције, тако да преостала ширина одговара ширењу које је настало само под утицајем Штарковог ефекта.

2. АПРОКСИМАТИВНЕ МЕТОДЕ РАЧУНАЊА ШИРЕЊА СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА

Егзактно рачунање Штарковог ширења спектралних линија је превише компликовано због сложености система, па се користе апроксимативне формуле.

Квантномеханичким израчунавањем је добијен образац за снагу зрачења прелаза у апроксимацији електричног дипола, што је полазни образац од којег почињу сва остала извођења [19]:

$$P(\omega) = (4\omega^4 e^2 / 3c^3) \sum_{if\alpha} \delta(\omega - \omega_{if}^S) |\langle f | x_\alpha | i \rangle|^2 \rho_i \quad (2.1)$$

Овде су e и c уобичајене константе, $\langle f | x_\alpha | i \rangle$ су матрични елементи компоненти вектора положаја електрона у односу на језгро, а ρ_i је вероватноћа да се систем нађе у иницијалном стању. Делта функција δ брине о одржању енергије на основу Боровог услова:

$$\hbar\omega_{if}^S = E_i^S - E_f^S \quad (2.2)$$

Овде су E_i^S и E_f^S енергије иницијалног и финалног стационарног нивоа система који се састоји од емитера и пертурбера.

Важно је приметити да је за рачунање овог израза неопходно познавати таласне функције свих стања, што је услов који није испуњен. Због тога је Baranger [20] у сударној апроксимацији извео израз за ширину спектралне линије, који не захтева познавање свих таласних функција датог атома, али захтева познавање свих ефикасних пресека за прелазе у атому:

$$\omega = \left\{ \frac{1}{2} n v \left[\sigma_{i \text{ in}} + \sigma_{f \text{ in}} + \int d\Omega |f_i(\Omega) - f_f(\Omega)|^2 \right] \right\}_{\text{AV}} \quad (2.3)$$

У горњој формули су $\sigma_{i \text{ in}}$ и $\sigma_{f \text{ in}}$ нееластични ефикасни пресеци за прелазе на иницијални и финални ниво услед судара, $f_i(\Omega)$ и $f_f(\Omega)$ су амплитуде расејања у функцији угла расејања Ω , n је концентрација пертурбера, v брзина пертурбера, а усредњавање се врши по дистрибуцији брзина емитера (Максвелова расподела).

Табела 2.1 Упоредни приказ формула за рачунање Штарковог ширења и апроксимације које се у њима користе.

	Квантна теорија				Семи емпиријска		Регуларности	
	Квантномеханички прорачун	Сударна апроксимација	Семикласична апроксимација		Семиемпиријска формула	Модификована семиемпиријска формула	Зависност од потенцијала јонизације	Зависност од квантних бројева
			Griem	Sahal				
<i>Апроксимација електричног дипола</i>	✓	✓	✓	✓	✓	✓		
<i>Кратка интеракција</i>		✓	✓	✓	✓	✓		
<i>Класичне путање пертурбера</i>			✓	✓	✓	✓		

Сударна апроксимација се односи на кратке интеракције између пертурбера и емитера, што је чест случај. Тај услов је испуњен када брзи електрони пертурбују атом и то чини велики допринос ширини, што практично значи да је ова апроксимација оправдана.

У наведеној литератури су дати детаљи извођења формула за ширину, а овде су наведене само основне особине сваке теорије (Табела 2.1), што омогућава њихово међусобно упоређивање. Њихов развој се може и хронолошки испратити:

1. Апроксимација електричног дипола директно произилази из квантне теорије, а до ње се долази одбацивањем виших чланова реда који описује вероватноћу прелаза.
2. Сударну апроксимацију је најуспешније применио Baranger 1958. [20,21,22].
3. Семикласичну теорију су развили Griem, Baranger, Kolb и Oertel 1962. [23], а након тога је било и других успешних приступа [24].
4. Са жељом да исправи неслагање између теорије и експеримента, Griem је 1968. развио семиемпиријску формулу [25].
5. Уз поправку Гаунт фактора, Димитријевић и Коњевић су 1980. осмислили модификовану семиемпиријску формулу [26].
6. Регуларности које траже везу између ширине и потенцијала јонизације са горњег нивоа прелаза је први уочио Пурић 1980. [27].

Предности и мане датих формула су дискутоване у радовима [26] и [28].

Вредности Штаркових ширина добијених помоћу семиемпиријске формуле се слажу у границама $\pm 50\%$ са средњом вредношћу експерименталних резултата за Штаркове ширине спектралних линија једноструко јонизованих атома. Ако би семиемпиријску формулу применили на вишеструко јонизоване атоме, уз процену да је Гаунт фактор $g_{SE}=0.2$, тада би грешка одређивања ширине линије могла бити и $\pm 100\%$, како сугерише Griem [19]. Упоредјујући експерименталне резултате Штаркових ширина спектралних линија двоструко и троструко јонизованих атома са семиемпиријском формулом, запажа се да су теоријске вредности систематски ниже, што указује да ефективни Гаунт фактор на прагу за еластични процес треба да има вредност већу од 0.2 у случају вишеструко јонизованих емитера.

Модификована семиемпиријска формула је примењива за све јонске емитере независно од њиховог наелектрисања. Осим атомских података о посматраном спектралном прелазу, за прорачун према семиемпиријској формули потребан је цео скуп пертурбујућих енергијских нивоа, за разлику од прорачуна према модификованој семиемпиријској формули, где су потребни само подаци за два пертурбујућа нивоа иницијалног нивоа и два за финални ниво прелазу.

Семикласична теорија се односи на једноструко јонизоване емитере, али се може применити и на вишеструко наелектрисане емитер. Важи за изоловане јонске линије, односно за линије чија ширина је много мања од ΔE између пертурбујућих нивоа и одговарајућег почетног, односно крајњег стања у прелазу, и када у почетном стању прелазу нема еквивалентних електрона.

Упрошћена семикласична формула даје боље слагање са експерименталним подацима од семиемпиријске и модификоване семиемпиријске формуле.

2.1. Семиемпиријска формула

На основу Baranger-ове формуле (2.3) могла се израчунати ширина спектралне линије под условом да се знају ефикасни пресеци за екситацију атома при судару са електроном. Ти пресеци су се могли рачунати помоћу Bethe-ове формуле [29]:

$$\sigma_{ii} = \frac{8\pi^2 E_H}{3^{3/2} E} |\langle i' | \vec{r} | i \rangle|^2 g \quad (2.4)$$

Овде је g - Гаунт фактор и зависи од почетне и крајње енергије електрона.

Гаунт фактора (g - фактор) представља вероватноћу да се енергија упадног електрона промени са E_1 на E_2 , а вредност Гаунт фактора је реда $g \approx 1$. С обзиром да овај фактор улази у формулу за рачунање Штарковог ширења спектралних линија, семиемпиријски га је одредио Seaton [30]. Користећи тако добијени g -фактор, Griem је извео формулу која се назива семиемпиријска формула, управо због тога што користи емпиријске резултате заједно са бројним другим теоријским

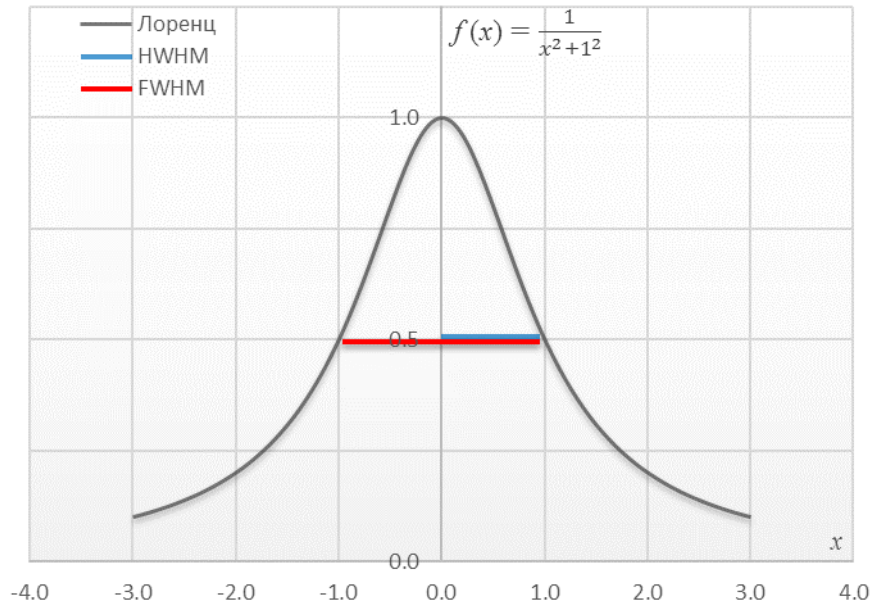
апроксимацијама. По тој формули, половина ширине на половини висине (HWHM - Слика 2.1) спектралних линија у CGS систему је дата са [25]:

$$\omega_{SE} \approx 8 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{3/2} \frac{\hbar}{ma_0} N \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} \times \sum_{i',f'} \left[|\langle i' | \vec{r} | i \rangle|^2 \bar{g}_{SE} \left(\frac{\bar{E}}{|\Delta E_{ii'}|} \right) + |\langle f' | \vec{r} | f \rangle|^2 \bar{g}_{SE} \left(\frac{\bar{E}}{|\Delta E_{ff'}|} \right) \right] \quad (2.5)$$

Овде је:

- N – концентрација пертурбера
- $E = 3kT/2$ енергија пертурбера
- i – ознака иницијалног нивоа у спектралном прелазу електрона
- f – ознака финалног нивоа у спектралном прелазу електрона
- $\Delta E_{ii'} = E_i - E_{i'}$
- $\langle i' | \vec{r} | i \rangle$ вероватноће прелаз

За практичну употребу је кориснија модификација формуле која је дата у наставку.



Слика 2.1 Уз дефиницију ширине линије. Интензитет зрачења у функцији таласне дужине (x).
HWHM – Half Width at Half Maximum и
FWHM – Full Width at Half Maximum

Обзиром да се данас највише користи SI систем јединица, а ширина линије се дефинише као пуна ширина на половини висине (FWHM), формула је преуређена [31]:

$$W = \frac{8}{3} \left(\frac{\pi \hbar}{m} \right)^2 \sqrt{\frac{2m}{3\pi k}} \cdot \frac{N}{\sqrt{T}} \left[\sum_{i'} R_{ii'}^2 \cdot g_{SE} \left(\frac{E}{|\Delta E_{ii'}|} \right) + \sum_{f'} R_{ff'}^2 \cdot g_{SE} \left(\frac{E}{|\Delta E_{ff'}|} \right) \right] \quad (2.6)$$

Овде је:

- $\hbar = 1.054571800 \times 10^{-34}$ J·s, Диракова константа
- W – пуна ширина на половини висине (семиемпиријски)
- $k = 1.38064852 \times 10^{-23}$ J·K⁻¹ Болцманова константа
- $m = 9.10938356 \times 10^{-31}$ kg, маса електрона
- N – концентрација пертурбера
- $E = 3kT/2$ енергија пертурбера
- i – ознака иницијалног нивоа у спектралном прелазу електрона
- f – ознака финалног нивоа у спектралном прелазу електрона
- $\Delta E_{ii'} = E_i - E_{i'}$
- g_{SE} – семиемпиријски Гаунт фактор

Индекси i' и f' представљају сва стања електрона. Квадрат матричног елемента оператора координате $R_{ii'}^2$ и $R_{ff'}^2$, који представља главни део вероватноће прелаза из стања i' у стање i , се рачуна по формули:

$$R_{ii'}^2 \approx \left(\frac{3n_l}{2Z} \right)^2 \frac{l}{2l_j + 1} [n_l^2 - l^2] \cdot \phi^2(n_{l-1}, n_l, l) \quad (2.7)$$

Овде је:

- l_j орбитални квантни број електрона који врши прелаз
- j – узима вредности i или f
- l је већи од l_j и $l_{j'}$
- ϕ је коефицијент Bates-а и Damgaard-ове [32], који су дати у табелама у раду Oertel и Shomo [33]

Неопходно је додати и израз за ефективни квантни број како би формула била комплетна:

$$n_j = Z \sqrt{\frac{E_H}{E_\infty - E_j}} \quad (2.8)$$

Овде је:

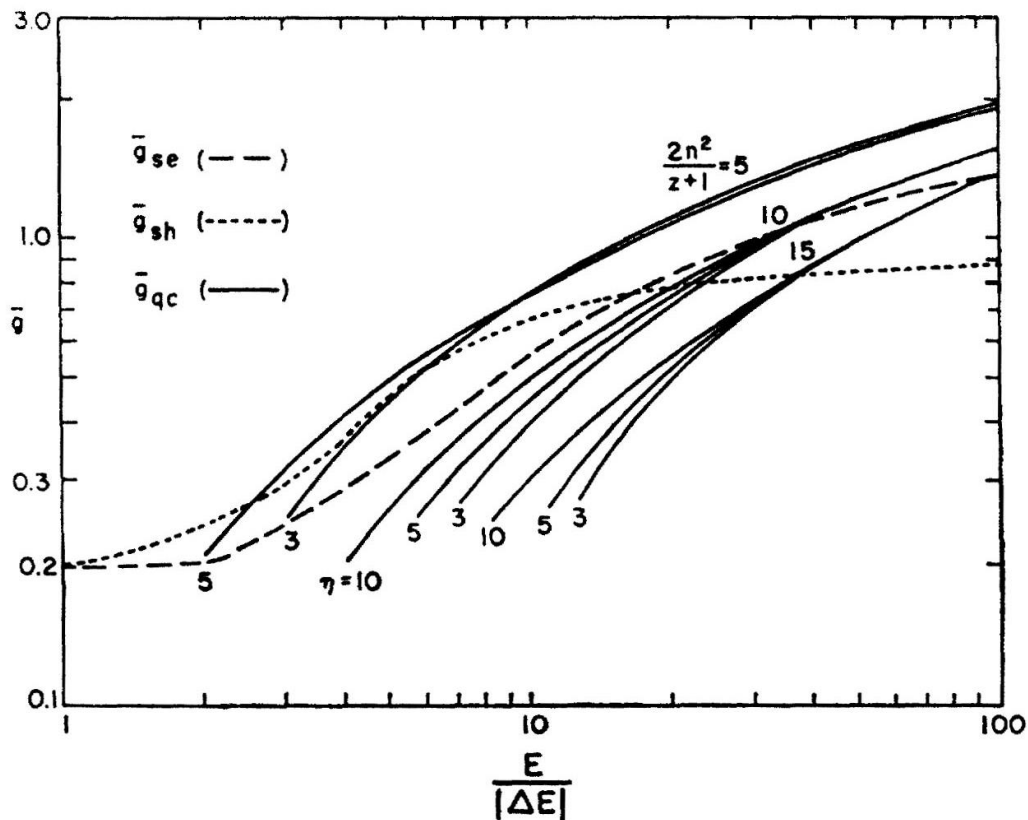
- $Z - 1$ наелектрисање емитера
- E_∞ – енергија јонизације емитера
- E_j – енергија j нивоа у односу на основни ниво емитера
- E_H – енергија јонизације атома водоника

Што се тиче Гаунт фактора, Griem га је израчунао, али и модификовао, како би се постигло боље слагање са експериментом (Слика 2.2).

Табела 2.2 Вредности семиемпиријског Гаунт фактора.

$x = \frac{E}{ \Delta E_{i''} }$	≤ 2	3	5	10	30	100
$g_{SE}(x)$	0.2	0.24	0.33	0.56	0.98	1.33

Своје резултате је приказао графички [25], а разни аутори су табелирали вредности тог графика (Табела 2.2).



Слика 2.2 Семиемпиријски Гаунт фактор \bar{g}_{SE} за ширење спектралних линија и \bar{g}_{sh} за померање спектралних линија. \bar{g}_{qc} је квазикласично израчунати Гаунт фактор [25].

У овом раду су узете вредности из табеле [16], а за те вредности је пронађена аналитичка функција која их описује и која се користила за израчунавање Гаунт фактора за било који параметар x .

2.2. Модификована семиемпиријска формула

За рачунање Штарковог ширења се често користи модификована семиемпиријска формула [26]. Ова формула захтева познавање мањег броја параметара од семиемпиријске формуле, па је због тога погоднија за коришћење.

Коњевић и Димитријевић су за прелазе код којих се не мења главни квантни број ($\Delta l = 0$) прихватили предлог Kobzev-а да Гаунт фактор буде $g = 0.9 - 1/Z$ на прагу

за нееластично расејање. Овде је $Z-1$ наелектрисање јона. За веће енергије, они су предложили да се Гаунт фактор рачуна по формули:

$$\tilde{g}(x) = 0.7 - 1.1/Z + g_{SE}(x) \quad (2.9)$$

Коришћење семиемпиријске формуле може бити неизводљиво код вишеструко јонизованих атома због недостатка података који су потребни за израчунавање. Управо због решавања овог проблема је направљена модификована семиемпиријска формула која одвојено третира прелазе код којих се мења главни квантни број од оних код којих се он не мења. Поред тога, ова формула користи апроксимацију LS везе, па се због тога користе само матрични елементи прелаза за $l \rightarrow l+1$ и $l \rightarrow l-1$. Они су означени са $R_{l,l+1}^2$ и $R_{l,l-1}^2$.

Ове предности модификоване семиемпиријске формуле су главни разлог за њено коришћење у израчунавању Штарковог ширења за прелазе који су потребни у истраживању регуларности у овом раду. Изоелектронски низ литијума, који се проучава у овом раду, садржи и атом Mg који је девет пута јонизован. За тај вишеструко јонизовани емитер недостају подаци који су потребни за рачунање Штарковог ширења на основу других апроксимативних метода. Зато је осмишљен одговарајући алгоритам за рачунање Штарковог ширења у оквиру модификоване семиемпиријске формуле, као што је описано у одељку 4.2.

Уводећи поменуте модификације, семиемпиријска формула постаје:

$$W = \frac{8}{3} \left(\frac{\pi \hbar}{m} \right)^2 \sqrt{\frac{2m}{3\pi k}} \cdot \frac{N}{\sqrt{T}} \left[R_{l_i, l_i+1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{|\Delta E_{l_i, l_i+1}|} \right) + R_{l_i, l_i-1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{|\Delta E_{l_i, l_i-1}|} \right) + R_{l_f, l_f+1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{|\Delta E_{l_f, l_f+1}|} \right) + R_{l_f, l_f-1}^2 \cdot \tilde{g} \left(\frac{E}{|\Delta E_{l_f, l_f-1}|} \right) + \sum_{i'} (R_{ii'}^2)_{\Delta n \neq 0} \cdot g \left(\frac{3kTn_i^3}{4Z^2 E_H} \right) + \sum_{f'} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} \cdot g \left(\frac{3kTn_f^3}{4Z^2 E_H} \right) \right] \quad (2.10)$$

Овде је T – температура плазме, а остале ознаке су као и у формули (2.6).

Матрични елементи прелаза за које $\Delta n = 0$ су дати као у (2.7) са:

$$R_{l,l'}^2 \approx \left(\frac{3n}{2Z}\right)^2 \frac{\max(l,l')}{2l+1} [n^2 - \max^2(l,l')] \cdot \phi^2 \quad (2.11)$$

У случају $\Delta n \neq 0$ имамо:

$$\sum_{f'} (R_{ff'}^2)_{\Delta n \neq 0} = \left(\frac{3n_f}{2Z}\right)^2 \frac{1}{9} (n_f^2 + 3l_f^2 + 3l_f + 11) \quad (2.12)$$

У нееластичном делу једначине (2.10), код којег $\Delta n \neq 0$, разлика енергије нивоа прелаза и одговарајућег пертурбујућег нивоа се рачуна по формули:

$$\Delta E_{n,n+1} = 2Z^2 E_H / n^3 \quad (2.13)$$

Када је задовољен услов $\frac{3kT}{2\Delta E} > 50$ сви Гаунт фактори у формули (2.10) се рачунају помоћу формуле:

$$\tilde{g} \left(\frac{E}{|\Delta E_{j,j'}|} \right) = g \left(\frac{3kTn_f^3}{4Z^2 E_H} \right) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \ln \left(\frac{2ZkT}{n_j^2 \Delta E_{j,j'}} \right) \right] \quad (2.14)$$

Формула (2.14) је дата у раду [23].

2.3. Семикласична теорија

Постоји много верзија формуле за ширину спектралних линија које користе квантномеханички рачун у комбинацији са апроксимацијом класичних путања честица. У наставку ће неке од њих бити дате у финалном облику (Одељак 2.4), док су друге наведене уз позив на одговарајуће референце.

ГВКО формула

Прве формуле су развијене 1962. године у раду четири великана Griem-а, Baranger-а, Kolb-а и Oertel-а по којима је формула и добила име ГВКО [23]. У овом раду је

израчунато Штарково ширење спектралних линија неутралног хелијума, али је касније управо овај рад инспирисао друге истраживаче да, користећи сличне методе, уопште формулу за израчунавање Штарковог ширења и на друге емитере. Сами аутори и наводе да се формула може користити за широк спектар атома, а да је хелијум изабран због свог значаја у спектрима звезда. Коришћена је апроксимација по којој се пертурбери крећу по класичним путањама, док се сама интеракција описује квантномеханички. Грешка коју су аутори навели као очекивану за овакав рачун је 20%.

Формула Sahal-Bréchet

Формула која је изузетно цитирана у литератури је дата у раду Sahal-Bréchet [24]. Ауторка је користећи сударну апроксимацију израчунала утицај електронских и јонских пертурбера на Штарково ширење. У раду је показано да се обе врсте пертурбера могу добро описати сударном апроксимацијом у условима у атмосферама звезда где је концентрација мала. Напоменуто је, такође, да су за веће концентрације, које се јављају код лабораторијских плазми, израчунате вредности Штарковог ширења на граници примењивости. Занемарен је утицај емитера на пертурбер.

На основу те формуле Димитријевић је израчунао велики број спектралних линија и остварио највећи пројекат у области Штарковог ширења спектралних линија. Резултати се могу наћи у бази Штарковог ширења спектралних линија на интернету у Stark-B бази [18].

Jones Bennet Grim-ов алгоритам

Jones, Bennet и Grim су 1971. развили алгоритам за рачунање Штаркових параметара изолованих линија, прво неутралних атома, а касније и једноструко јонизованих емитера [34]. Њихов рад је објављен у техничком извештају матичног факултета, па се због тога њихови резултати не могу наћи у научним часописима, већ се резултати морају потражити код других аутора који су га користили за рачунање Штаркових параметара [35]. Алгоритам се користи код изолованих спектралних линија, а уочено одступање од експерименталних вредности је 20%.

Аутори наводе да се резултати у великој мери ослањају на GBKO формулу, а да побољшања проистичу из нових сазнања о пертурбујућим нивоима прелаза.

2.4. Упрошћена семикласична формула

Griem је такође извео упрошћену семикласичну формулу која захтева мањи број параметара од оригиналне семикласичне формуле и по томе је слична са модификованом семиемпиријском формулом. Формула се у оригиналном облику може наћи у књизи [19] под бројем 526. У раду [26] је ова формула дата у прилагођеном облику који је директно упоредив са модификованом семиемпиријском формулом (2.10):

$$W = \frac{8\pi\hbar^2}{3m^2} N_e \int_0^\infty \frac{f(v)}{v} dv \left\{ \left[\left(R^2 \ln \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}} \right)_{l_i, l_{i+1}} + \left(R^2 \ln \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}} \right)_{l_i, l_{i-1}} + \left(R^2 \ln \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}} \right)_{l_f, l_{f+1}} + \left(R^2 \ln \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}} \right)_{l_f, l_{f-1}} \right]_{\Delta n=0} + \sum_{i'} (R_{i'i}^2)_{\Delta n \neq 0} \left(\ln \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}} \right)_{n_i, n_i+1} + \sum_{f'} (R_{f'f}^2)_{\Delta n \neq 0} \left(\ln \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}} \right)_{n_f, n_f+1} \right\} + W_c \quad (2.15)$$

Овде је $f(v)$ Максвелова дистрибуција честица по брзинама. И овде су различито анализирани прелази код којих је $\Delta n = 0$ од оних код којих је $\Delta n \neq 0$ да би се показало да је:

$$\left(\ln \frac{\mathcal{E}_{\max}}{\mathcal{E}_{\min}} \right)_{l, l'} = \begin{cases} \ln \left\{ 5 - \frac{4.5}{\sqrt{Z}} + \xi_{l, l'}^{-1} \left[1 + \frac{mv^2 n_l^2}{2E_H Z(Z-1)} \right]^{-1} \right\} & \text{за } \Delta n = 0 \\ \ln \left\{ 1.4 + \xi_{l, l'}^{-1} \left[1 + \frac{mv^2 n_l^2}{2E_H Z(Z-1)} \right]^{-1} \right\} & \text{за } \Delta n \neq 0 \end{cases} \quad (2.16)$$

У формули (2.16) ξ је ексцентрицитет хиперболичке путање емитера,

$$\xi_{l, l'} = \frac{(Z-1)e^2 \omega_c}{mv^3} \quad (2.17)$$

$$\omega_c = \begin{cases} \max \{ |\omega_{l,l'}|, \omega_p, \omega_F, \Delta\omega_i \} & \text{за } \Delta n = 0 \\ \frac{2Z^2 E_H}{n^3 \hbar} & \text{за } \Delta n \neq 0 \end{cases} \quad (2.18)$$

У горњој формули је $\omega_{l,l'}$ фреквентни размак између нивоа l, l' , $\omega_p = e \sqrt{\frac{4\pi N_e}{\epsilon_0 m_e}}$,

$\omega_F = \frac{2Z^2 \alpha^2 \omega_0}{3n}$, а $\Delta\omega_i$ фреквентни помак у јонском пољу.

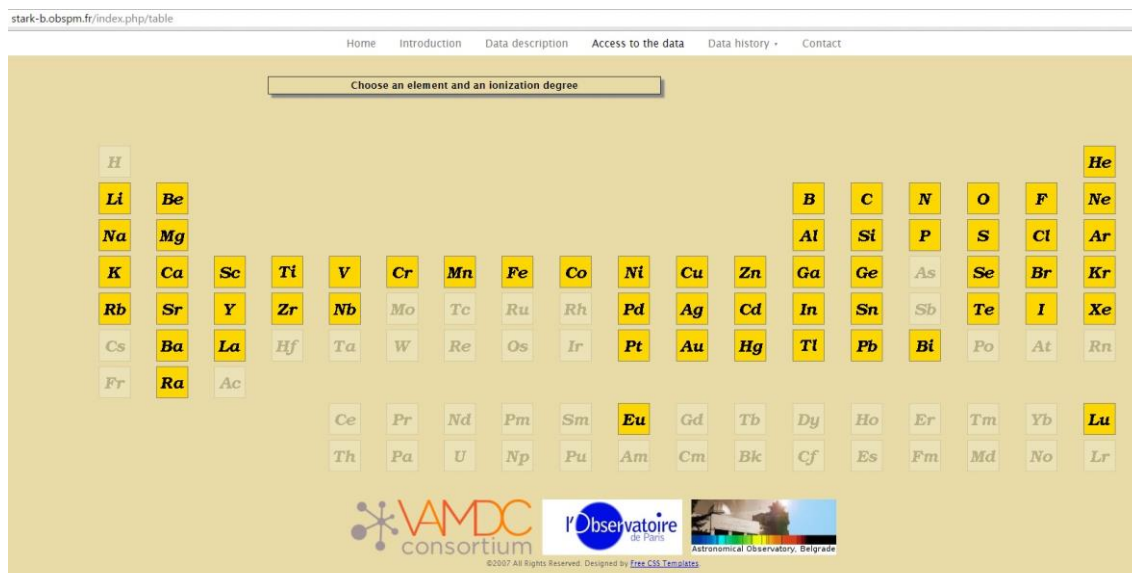
Корекциони члан за јаке сударе W_c се рачуна по формули:

$$W_c = \sqrt{\frac{m}{2\pi^3 kT}} \left(\frac{h}{mZ} \right)^2 N_e n_i^4 \left[1 + \frac{kT}{E_H \left(1 + \frac{kT}{E_H} + \frac{Z^2}{n_i^4} \right)} \right] \quad (2.19)$$

Благојевић је утврдио да упрошћена семикласична формула (2.15) даје боље слагање са експерименталним подацима од семиемпиријске (2.6) и модификоване семиемпиријске формуле (2.10) у раду [28].

3. ПОЗИЦИОНИРАЊЕ ИСТРАЖИВАЊА

Комплетна листа радова, који се баве ширењем спектралних линија атома, се може наћи у NIST-овој бази података [36] и садржи 6796 наслова из ове области, објављених између 1889. и 2014. године. Димитријевић у својој библиографији [37] наводи да је 1222 радова објављено од стране домаћих аутора до 2000. године, међу којима се по броју радова издвајају Ђениже, Димитријевић и Коњевић (Табела 3.1). Више од 2000 аутора је објавило око 2500 радова из области Штарковог ширења спектралних линија.



Слика 3.1 Интернет страна која приказује елементе за које су израчунате Штаркове ширине stark-b.obspm.fr. Црним словима су означени елементи за које постоје некомплетирани подаци, док за елементе који су означени сивим словима не постоје никакви подаци.

Данас се тиме активно бави Димитријевић са својим пројектом Stark-B [18] у оквиру кога се врши квантномеханичко израчунавање Штаркових ширина великог броја спектралних линија. Слика 3.1 приказује тренутно стање овог пројекта. Означени су елементи за које су рачунати Штаркови параметри, ширење и померање. Како сваки елемент има велики број јонизационих стања, а тиме и велики број атомских прелаза, на слици су означени елементи код којих је обрађено само једно или само пар јонизационих стања, тако да је проценат обрађених атомских прелаза генерално мали. Поред тога, за већину елемената нису израчунате ширине линија свих атомских прелаза.

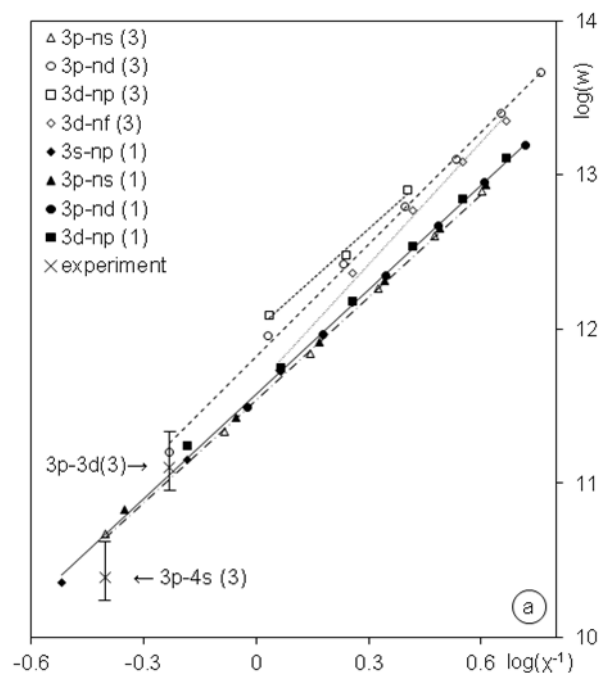
Табела 3.1 Листа аутора са највећим бројем радова у области ширења спектралних линија у категоријама експерименталних, теоријских и мешовитих радова.

Експериментални радови		Теоријска израчунавања		Теоријско-експериментални	
1	Djeniže S. 133	1	Dimitrijević S. M. 302	1	Dimitrijević S. M. 28
2	Konjević N. 104	2	Sahal-Bréchet S. 180	2	Konjević N. 25
3	Srećković A. 72	3	Stamm R. 94	3	Djeniže S. 23
4	Purić J. 59	4	Talin B. 70	4	Griem R. H. 14
5	Griem R. H. 51	5	Griem R. H. 68	5	Milosavljević V. 12
6	Bukvić S. 48	6	Popović L. Č. 57	6	Gavrilenko P. V. 10
7	Dimitrijević S. M. 47	7	Konjević N. 53	7	Stamm R. 10
8	Djurović S. 46	8	Calisti A. 50	8	Blagojević B. 8
9	Labat J. 42	9	Lee W. R. 48	9	Djurović S. 8
10	Mar S. 41	10	Koubiti M. 37	10	Mancini C. R. 8
11	Platiša M. 41	11	Marandet Y. 33	11	Srećković A. 8
12	Milosavljević V. 33	12	Stehlé C. 33	12	Frank G. A. 7
13	Kunze H.-J. 33	13	Godbert-Mouret L. 31	13	Godbert-Mouret L. 7
14	Aparicio A. J. 30	14	Hooper F. C. 31	14	Koubiti M. 7
15	Kobilarov R. 28	15	Capes H. 30	15	Kyrie P. N. 7
16	Burgess D. D. 27	16	Gigosos A. M. 29	16	Oks E. 7
17	Mijatović Z. 26	17	Rosato J. 29	17	Vitel Y. 7
18	Chapelle J. 23	18	Djeniže S. 28	18	Hooper F. C. 6
19	Lesage A. 20	19	Simić Z. 27	19	Ivković M. 6
20	Lee W. R. 20	20	Nessib Ben N. 26	20	Kobilarov R. 6

Постоје бројне потешкоће у експерименталном одређивању Штарковог ширења код виших јонизационих стања, па због тога постоји велики број радова у којима су објављени резултати мерења Штарковог ширења појединачних атомских прелаза. Међу великим бројем истраживача, који су мерили Штаркове параметре, по броју радова се издваја Ђениже [38]. Преглед великог броја експериментално измерених резултата се може наћи у радовима Коњевића, где је уједно дато и поређење експерименталних и теоријских података [39,40,41,42,43,44,45]. Резултати овог поређења показују да је разлика између теоријских и експерименталних резултата око 20%. Ово је уједно показатељ да треба додатно развијати различите методе за добијање Штаркових параметара и да су резултати прихватљиви, поготово када се обрађује велики број линија које су од значаја за астрофизику и фузиона истраживања. На пример, за процену коефицијента апсорпције неопходно је урачунати Штаркове параметре спектралних линија, које заједнички доприносе резултату. Велики број података који се урачунавају доприноси смањењу грешке резултата, и обично је мања од грешке појединачних података. Овако велики број прикупљених података омогућио је проучавање регуларности Штарковог ширења, чиме су се бавили многи аутори почевши од Пурића и Лабата [46,47].

3.1. Циљ и методе истраживања

Уопштено говорећи, постоји потреба за параметрима Штарковог ширења различитих спектралних линија многих елемената и различитих јонизационих стања за велики распон параметара плазме, као што су електронска концентрација и температура. Због тога постоји интерес да се истражи било који теоријски приступ који би могао да омогући добијање једноставних релација из трендова који се могу пронаћи у подацима о Штарковом ширењу. У неколико радова [48,49,50,51], доказано је да интерпретација регуларности Штарковог ширења заснована на физичким законима може да обезбеди информације о Штарковим параметрима који имају и довољну поузданост и једноставност у рачунању, која је неопходна због малог броја доступних информација о спектралним линијама.



Слика 3.2 Штарково ширење спектралних линија магнезијума.

Приступ који се базира на проучавању трендова, који се могу пронаћи у параметрима Штарковог ширења (Слика 3.2), је развијен у серији радова који су набројени унутар рада Пурића [49] посвећених утицају потенцијала јонизације са горњег нивоа електрона у прелазу на Штарково ширење, као и утицају наелектрисања емитера које види електрон у прелазу. Такође, постоје радови других аутора [52,53] који су базирани на водониковом моделу који користи принцип целобројних вредности квантних бројева, уместо потенцијала јонизације са горњег нивоа који се користи овде. Оба приступа не узимају у обзир енергетске нивое који пертурбују енергетске ниво међу којима долази до прелазу у емитеру, што значајно олакшава рачун у односу на класичне теоријске приступе. Предности приступа који је презентован у овом раду су у томе што регуларности базиране на зависности од потенцијала јонизације са горњег нивоа постижу мању грешку у односу на регуларности које су базиране на зависности од целобројних вредности квантних бројева [54]. Сем тога, потенцијал јонизације са горњег нивоа се може једноставно кориговати помоћу теорије Inglis и Teller [55]. Ова теорија предвиђа ефективно смањење потенцијала јонизације са горњег нивоа услед преклапања високопобуђених стања и велике дегенерације која при томе настаје. Зависност

Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа је теоријски предвиђена у радовима Пурића [8,49].

Проучавање зависности Штарковог ширења од електронске концентрације и температуре је битна и са становишта свођења тих вредности на одређени скуп параметара плазме (скалирање), чиме је омогућено испитивање утицаја атомске структуре на вредност Штарковог ширења. Зато је скалирање на одређену температуру и електронску концентрацију неопходно, јер се на тај начин елиминише утицај околине, односно плазме на Штарково ширење спектралних линија и остаје само утицај атомске структуре.

У бази података Stark-B се могу наћи подаци о Штарковом ширењу који су рачунати независно за сударе емитера са електронима и за сударе емитера са протонима, док се за емитере узимају различити атоми и јони. Међу њима се могу наћи и првих 12 чланова изоелектронског низа литијума, сем магнезијума, као и првих 8 чланова натријумовог изоелектронског низа. То омогућава да се детаљније проуче регуларности Штаркових параметара ова два изоелектронска низа. Посебан акценат у овом раду је стављен на регуларност унутар спектралних серија и утицај потенцијала јонизације са горњег нивоа на Штарково ширење. У радовима је анализиран утицај судара са електронима независно од утицаја судара са протонима. У оба случаја је уочено да су регуларности различите за различите серије, па се због тога серије и разматрају одвојено. Треба напоменути да постоје и одређени изузеци када се серије неког елемента могу анализирати заједно, јер имају заједничку регуларност. Регуларности Штарковог ширења и зависност од потенцијала јонизације са горњег нивоа спектралног прелаза могу се користити за одређивање Штарковог ширења спектралних линија чије ширине нису рачунате другим теоријским методама, нити су мерене експериментално.

3.2. Теоријске основе регуларности

У раду Лакићевића [56], дато је теоријско извођење везе између Штарковог ширења и потенцијала јонизације са доњег нивоа (I). Ово извођење се може пронаћи и у раду [57], а резултати тог извођења ће бити и овде наведени.

Полазећи од семиемпиријске формуле за Штарково ширење (2.6) и користећи израз за матричне елементе који је дат у [57]:

$$R_{ii'}^2 = \begin{cases} \frac{l \cdot C_1}{2l_i + 1} \sum_{k=0}^{\infty} Y_k (1/I)^{k+r/2} & ; \quad l = l_i \\ \frac{l \cdot C_1}{2l_i + 1} \sum_{r=0}^{\infty} X_r (1/I)^{r/2} & ; \quad l = l_f \end{cases} \quad (3.1)$$

Где су Y_k и X_r коефицијенти развоја у ред, I је потенцијал јонизације са доњег нивоа, а C_1 константа. Добијен је израз за Штаркову ширину:

$$W = 32 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{2/3} \cdot \frac{\hbar a_0 N}{m} \cdot \sqrt{\frac{E_H}{kT}} \cdot l A C_1 \cdot \sum_{jj'} \sum_k \bar{g}_{SE} \left(\frac{3kT}{2|\Delta E_{jj}|} \right) \frac{1}{2l_{i,f} + 1} Y(1/I)^{k+r/2+1} \quad (3.2)$$

Израз (3.2) се може развити у ред по потенцијалу јонизације са доњег нивоа I тако да:

$$W = \sum_m A_m I^{-m} \quad (3.3)$$

Где су:

$$A_m = 18 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{2/3} \frac{\hbar a_0}{m_e} \left(\frac{E_H}{kT} \right)^{1/2} N E_H \left\{ (m-1) C^2 E_H \cdot \left[\sum_{i'} \frac{l}{2l_{i'} + 1} E_i^{m-2} \phi_i^2(n_i^*, n_{i-1}^*, l) g \left(\frac{3kT}{2\Delta E_{ii}} \right) + \sum_{f'} \frac{l}{2l_{f'} + 1} E_i^{m-2} \phi_{f'}^2(n_i^*, n_{i-1}^*, l) g \left(\frac{3kT}{2\Delta E_{f'f}} \right) \right] - \left[\sum_{i'} \frac{l^3}{2l_{i'} + 1} E_i^{m-1} \phi_i^2(n_i^*, n_{i-1}^*, l) g \left(\frac{3kT}{2\Delta E_{ii}} \right) + \sum_{f'} \frac{l^3}{2l_{f'} + 1} E_i^{m-1} \phi_{f'}^2(n_i^*, n_{i-1}^*, l) g \left(\frac{3kT}{2\Delta E_{f'f}} \right) \right] \right\} \quad (3.4)$$

Ефективни квантни број је:

$$n_j^* = Z \sqrt{\frac{E_H}{E_{\infty} - E_j}} \quad (3.5)$$

На основу једначине (3.3) закључено је да ће, под условом да је један члан реда доминантан, зависност Штарковог ширења од потенцијала јонизације са одговарајућег нивоа у логаритамској скали бити линеарна.

Димитријевић и Коњевић су указали на чињеницу да се исти закључак може извести и за потенцијал јонизације са горњег нивоа прелаза [58], што је и анализирано у овом истраживању.

Обзиром да је у каснијим радовима заиста и уочена линеарна зависност у логаритамској скали зависности Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа прелаза [8], извршена је провера регуларности на различитим скуповима емитера, као и утврђивање вредности коефицијената A_m и m . Физичко значење ових коефицијената није доказано, али је испитивана њихова веза дистрибуцијом електричног поља у плазми.

Облик везе који је успешно тестиран на великом броју Штаркових параметара и који је показао да је ова функционална зависност одговарајућа, дата је са:

$$\omega = Z_c^{c_1} a_1 N_e f(T_e) \chi^{-b_1} \quad (3.6)$$

Овде је ω Штаркова ширина линије изражена у радијанима по секунди, χ је одговарајући потенцијал јонизације са горњег нивоа, Z_c је наелектрисање остатка емитера које види електрон у прелазу ($Z_c = 1$ за неутрале, $Z_c = 2$ за једноструко наелектрисане јоне, итд.). Коефицијенти a_1 , b_1 и c_1 су независни од температуре, електронске концентрације, потенцијала јонизације одређеног прелаза и наелектрисања остатка емитера. Ова функционална зависност је испитивана у великом броју радова [59,60,61,62].

Једначина (3.6) се може користити: (i) у случају спектралних линија које потичу из истог типа прелаза, нпр. резонантне линије [63], мултиплета, супермултиплета, спектралних серија и унутар низа сличних прелаза са истим или различитим стањем јонизације [48,8,49,64]; (ii) унутар изоелектронских секвенци [65]; (iii) унутар изонуклеарних секвенци [66]. У случају одређеног прелаза унутар дате хомологне групе, предложена је мало другачија функционална зависност од наелектрисања језгра емитера [54].

За исте услове у плазми и за аналогне прелазе унутар различитих атомских спектра, одговарајући коефицијенти a_1 и b_1 су исти. То за последицу има да се из експерименталних података или из теоријских прорачуна може одредити средња вредност за $a=a_1N_e f(T_e)$ и $b=b_1$. Због тога се може рећи да је форма зависности Штарковог ширења унутар одређеног низа сличних прелаз са истим стањем јонизације различитих емитера дата формулом:

$$\omega = Z_c^{c_1} a \chi^{-b} \quad (3.7)$$

У случају одређеног низа сличних прелаз, за емитере са различитим стањем јонизације ($Z_c \neq \text{const}$) општи облик функционалне зависности је:

$$\omega^* = \omega / Z_c^{c_1} = a_1 N_e f(T_e) \chi^{-b_1} = a \chi^{-b} \quad (3.8)$$

Овде је ω^* редукована вредност Штарковог ширења спектралне линије у јединицама угаоне фреквенције, а χ је одговарајући потенцијал јонизације са горњег нивоа изражен у eV. Што се тиче коефицијента c_1 утврђено је да његова вредност у границама грешке једнака 2.6, иако је у неким ранијим радовима који су анализирали другачији скуп спектралних линија предложена вредност 5.2 [49]. Обиман скуп података о Штарковом ширењу јона је анализиран у другим радовима [64], и показано је да постоји регуларност Штарковог ширења спектралних линија које потичу из другачијих низова сличних прелаз. Овај метод је коришћен за највиша јонизована стања за која постоје подаци из 3s–3p прелаз [49]. Овде је битно напоменути да су функционалне зависности универзалне и примењиве на све типове прелаз [64]. Ипак, прецизност добијених резултата Штарковог ширења из ових функционалних зависности је већа када се добије анализом регуларности Штарковог ширења спектралних линија одређених низова сличних прелаз, као што су на пример 3s–3p прелаз, и када постоји обиман скуп података са великим бројем прелаз, температура и електронских концентрација [64].

3.3. Скупови емитера на којима су истраживане регуларности Штарковог ширења

Ослањајући се на досад откривене регуларности могуће је очекивати и постојање неких правилности у понашању Штарковог ширења. Регуларности можемо тражити:

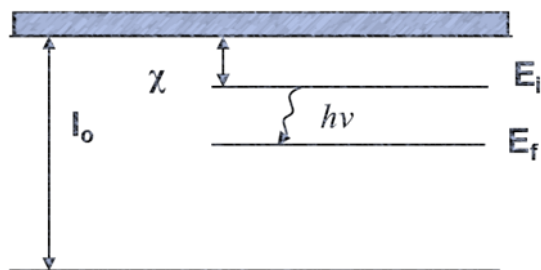
1. Унутар спектра одређеног емитера [67]:
 - a. мултиплет (нпр. NI за прелаз $2p^23s-2p^2(^3P)3p$; мултиплет је $^4P-^4S^0$, и регуларност тражимо у оквиру њега)
 - b. супермултиплет (нпр. кад су оба прелаза дублети, триплети, ... $^4P-^4S^0$)
 - c. спектрална серија (нпр. LiII $3s-3p, 4p, 5p, 6p...$ сви прелази облика ms - np при чему је доњи ниво исти)
 - d. низ сличних прелаза (нпр. NI за прелаз $2p^23s-2p^2(^3P)3p$; испитују се све линије и сви мултиплети унутар овог прелаза)
2. Унутар спектра различитих емитера, али у истом стању јонизације:
 - a. хомологни прелази (нпр. LiI $2s-2p$, NaI $3s-3p$, KI $4s-4p,...$)
 - b. линије које потичу од истог прелаза свих елемената дуж периодног система:
 - i. резонанце – прелази са првог побуђеног на основни ниво (нпр. LiI $2s-2p$, NaI $3s-3p...$)
 - ii. нерезонанце – прелази са вишег на први побуђени ниво (нпр. LiI $3s-3p...$)
3. Унутар сличних спектра истог елемента различитог јонизационог стања:
 - a. изонуклеарне секвенце или прелази (нпр. NI, NII, NIII, NIV, ... за $3s-3p$ прелаз)
 - b. линије које потичу из истог низа прелаза (нпр. NI, NII, NIII, NIV, ... за $2p^23s-2p^2(^3P)3p$ прелаз)
4. Унутар сличних спектра различитих елемената и различитих јонизационих стања:

- a. изоелектронске секвенце или прелази (нпр. берилијумски низ BeI, ВII, СIII, NIV, OV за 3s-3p прелаз)
- b. исти прелаз различитих елемената истог јонизационог стања (3s-3p прелаз за све елементе)

У овом раду је испитивана регуларност унутар неколико различитих скупова спектралних линија.

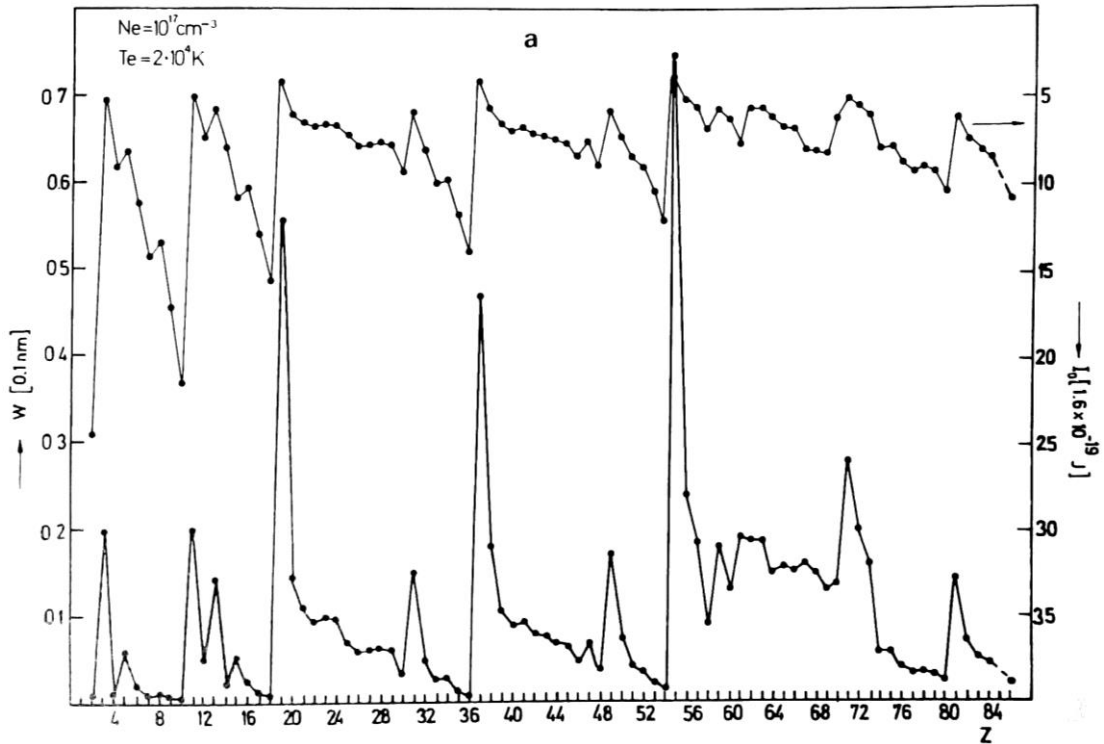
3.4. Параметри од којих зависи Штарково ширење

Анализом података о Штарковом ширењу могу се уочити одређене регуларности. Захваљујући томе могуће је наћи функционалну зависност између Штарковог ширења и параметара који су познати. У литератури се могу наћи испитивања зависности Штарковог ширења од главног квантног броја [68,69], од ефективног квантног броја [70] и од атомског броја [63]. У оквиру овог истраживања првенствено ће бити анализирана зависност Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа (χ), чиме се испитује у којој мери χ (Слика 3.3) одсликава утицај спољашњег електричног поља, а биће испитан и утицај јонизационог стања емитера, температуре, електронске концентрације, конфигурације емитера, ефективног наелектрисања унутар различитих група спектралних линија (изоелектронски низови, хомологне групе, спектралне серије).



Слика 3.3 Шематски дијаграм који описује потенцијал јонизације са горњег нивоа.

Овај метод се базира на чињеници да Штарково ширење, изражено у јединицама угаоне фреквенције, испољава одређену функционалну зависност од потенцијала јонизације са горњег нивоа одговарајућег прелаза. Може се рећи да је потенцијал јонизације са горњег нивоа енергија везе електрона на горњем нивоу одговарајућег прелаза. Да би се избегао неспоразум, потребно је рећи да се позитивна вредност ове величине χ назива потенцијал јонизације са горњег нивоа. Сем тога, пронађена је и зависност од наелектрисања остатка емитера (Z) које види електрон у прелазу. Једноставне релације базиране на оваквим зависностима могу бити корисне у астрофизици, када су потребни подаци о ширењу великог броја линија. Зависност Штаркових параметара од потенцијала јонизације са горњег нивоа и наелектрисања остатка емитера је изведена из великог броја семикласичних прорачуна [19], семиемпиријских прорачуна [25] и прорачуна на основу модификоване семиемпиријске формуле [31]. Зависности које су пронађене су проверене помоћу експерименталних података [49].



Слика 3.4 Зависност ширине линије и потенцијала јонизације од редног броја атома за резонантне прелазе [71]

NIST-ова база података са библиографским подацима о ширењу спектралних линија [36] садржи 75 наслова који се баве темом регуларности, док се на Google Академику може наћи 85 наслова који се баве овом темом. У томе предњачи Пурић који испитује утицај потенцијала јонизације са горњег нивоа на Штарково ширење спектралних линија (Слика 3.4), док остали аутори углавном мере или рачунају Штарково ширење, а у додатку проналазе и одређене регуларности (Табела 3.2).

Alonso-Medina и Colón проучавају зависност Штарковог ширења од главног квантног броја горњег нивоа прелазу у 5 радова (нпр. [68]), али без одређивања функционалне зависности и утврђивања корелације.

Bertuscelli и Di Rosso [72] проучавају зависност Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа прелазу, у раду који анализира спектралне линије Ne II и Kr II, и добијају коефицијент корелације $r = 0.98$.

Табела 3.2 Преглед параметара који се користе у испитивању регуларности и оцена њихове корелације са Штарковим ширењем.

	Аутори	Испитивани параметар	Оцена корелације
1	A. Alonso-Medina и С. Colón [68]	n	нема
2	G. Bertucelli и Н. О. Di Rocco [72]	χ	$r = 0.98$
3	J. A. Del Val [73]	T, N_e	нема
4	М. С. Димитријевић и S. Sahal-Bréchet [69]	n	нема
5	С. Ђениже [74]	χ	$r = (0.76 - 0.86)$
6	Н. Коњевић [52]	n	нема
7	E.V. Sarandaev, и M.Kh. Salakhov [70,75]	n^*	$R = 0.9957$

Del Val са групом аутора из Шпаније испитује зависност Штарковог ширења од електронске концентрације и наводи да постоји веома добра линеарна [73]. Такође се испитује зависност од температуре, али без прецизног закључка.

Димитријевић и Sahal-Bréchet у својим радовима анализирају зависност Штарковог ширења од главног квантног броја горњег нивоа прелаза и од температуре, али не проналазе функционалну зависност [69]. Закључак који је изнет је да Штарково ширење расте са порастом главног квантног броја горњег нивоа.

Ђениже са колегама [74] проучава зависност Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа прелаза у раду који анализира прелазе у С II, Si II, Ge II, Sn II и Pb II и добијају коефицијент корелације $r = (0.76 - 0.86)$.

Коњевић [52] у својим радовима анализира зависност Штарковог ширења од главног квантног броја горњег нивоа прелаза, али не проналази функционалну зависност. Закључак који је донесен је да Штарково ширење расте са порастом главног квантног броја горњег нивоа.

Sarandaev и Salakhov [70] у својим радовима анализирају зависност Штарковог ширења од ефективног главног квантног броја горњег нивоа прелаза и проналазе

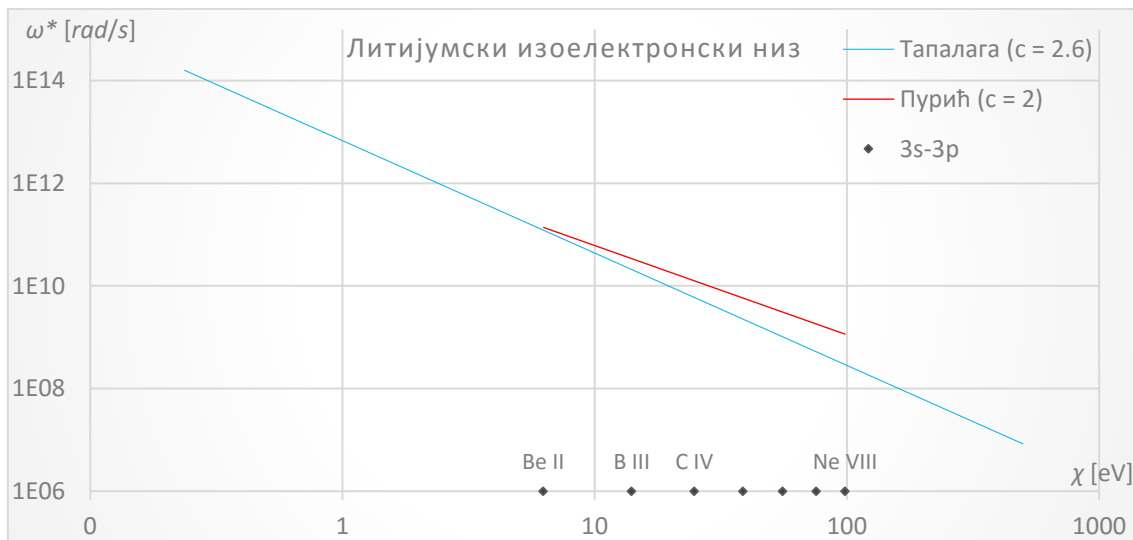
функционалну зависност. У раду [75] проналазе везу између ових параметара за прелазе $n\text{-}n's$ која је оцењена коефицијентом корелације од чак $R = 0.9957$.

3.5. Радови других аутора који испитују изоелектронске низове

Изоелектронски низови литијума и натријума су делимично испитивани у радовима:

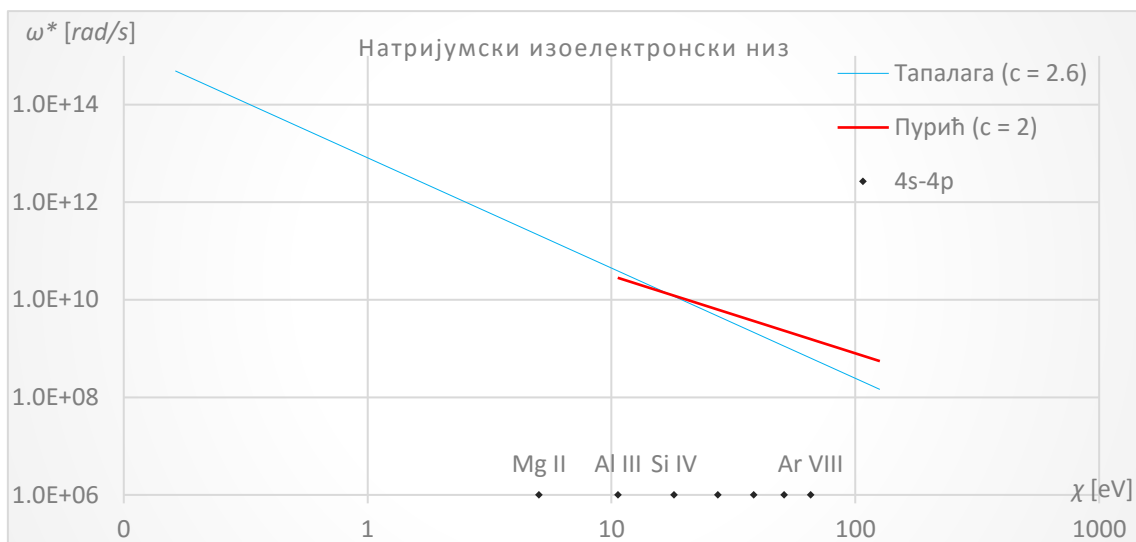
- У раду аутора Glenzer et al. [76] под називом „*Stark broadening of spectral lines along the isoelectronic sequence of Li*“ у којем су дати резултати експерименталног мерења четири спектралне линије из овог низа, а испитана је и зависност ширине спектралне линије од електронске концентрације, електронске температуре и наелектрисања емитера.
- Рад аутора Purić et al. [77] под називом „*Stark-broadening regularities of lithium-like and sodium-like isoelectronic sequences*“. У овом раду су испитане регуларности резонантних спектралних линија $3s\text{-}3p$ и $4s\text{-}4p$ чланова изоелектронских низова литијума и натријума, и утврђено је да постоји регуларност која је истог облика као и у овој дисертацији, али се коефицијенти разликују. Детаљна анализа овог рада је дата у наставку (Слика 3.5).
- Рад аутора Pérez et al. [78] под називом „*Stark broadening parameters of analogous spectral lines along the lithium and beryllium isoelectronic sequences*“ у којем су дати резултати теоријског израчунавања за три резонантне $3s\text{-}3p$ линија из овог низа и четири експериментално мерене вредности, а испитана је и зависност ширине спектралне линије од електронске температуре и наелектрисања емитера.
- Рад аутора Djeniže et al. [79] „*On the Stark width regularities along a sodium like isoelectronic sequence*“. У овом раду су испитане регуларности резонантних спектралних линија $4s\text{-}4p$ чланова изоелектронског низа натријума, и утврђено је да постоји регуларност која је истог облика као и у овој дисертацији, али се коефицијенти разликују.

Посебно је занимљиво упоредити резултате рада Пурића [77] са резултатима ове дисертације због тога што предмет истраживања ова два рада има највише додирних тачака. С обзиром да се у дисертацији, између осталог, анализира регуларност 3s-np серије литијумског и натријумског изоелектронског низа, у то спадају и њихови 3s-3p прелази који се изучавају у раду Пурића, па се резултати могу директно упоредити.



Слика 3.5 Редукована вредност Штарковог ширења спектралних линија изоелектронског низа литијума на електронској концентрацији $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ и температури $T = 10^5 \text{ K}$. Плавом бојом је резултат за 3s-np низ утврђен у овој тези, а црвеном бојом резултат за резонантне прелазе утврђен у раду Пурића [77].

Са графика се види да су резултати слични, а да максимално одступање износи $\omega_{\text{Тапалага}}/\omega_{\text{Пурић}} = 1.34$ и односи се на прелаз 3s-3p у Be II (Слика 3.5). Занимљиво је истаћи да се у то време сматрало да се неутрални атоми различито понашају од јона и да их не треба укључити у анализу, док је у овој дисертацији показано да неутрала могу бити равноправни члан изоелектронског низа, бар што се тиче Штарковог ширења. Треба истаћи да се ово односи на функционалну зависност Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа.

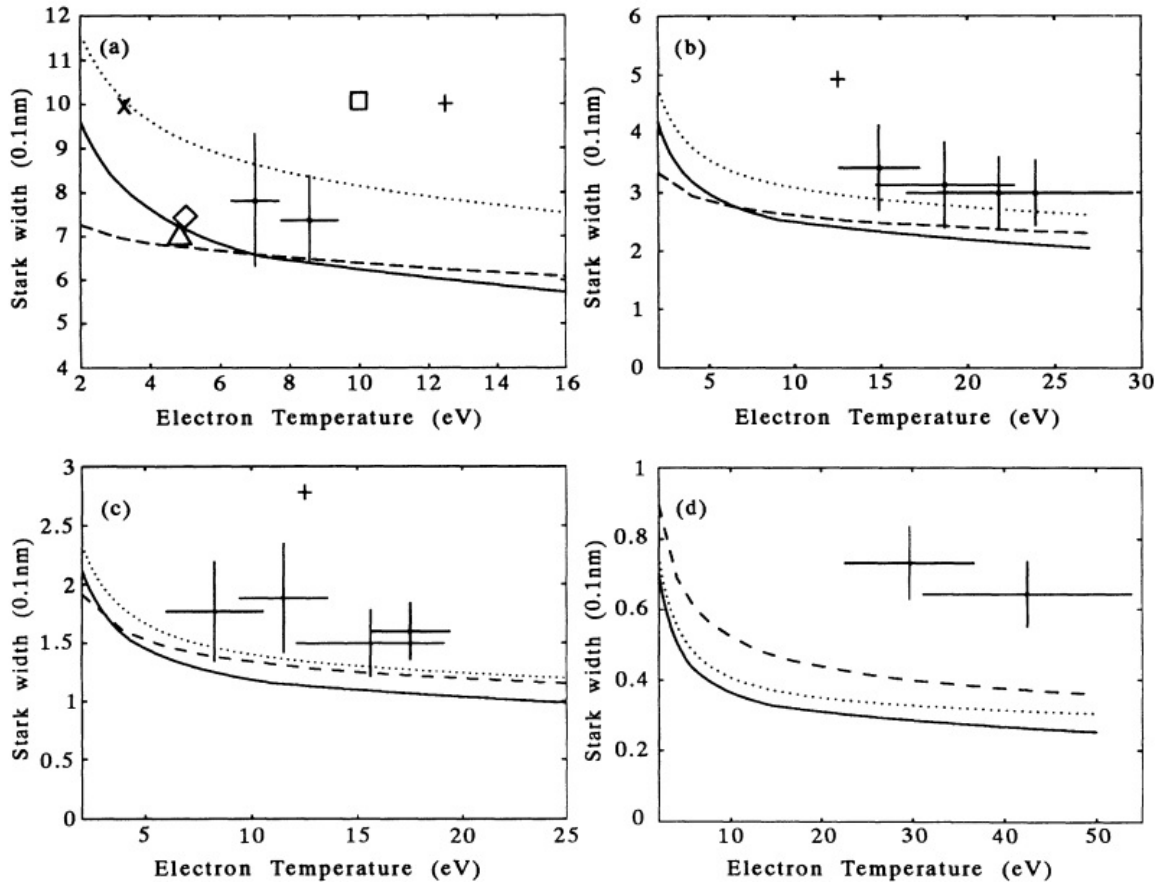


Слика 3.6 Редукована вредност Штарковог ширења спектралних линија изоелектронског низа натријума на електронској концентрацији $N_e = 10^{23} \text{ m}^{-3}$ и температури $T = 10^5 \text{ K}$. Плавом бојом је резултат за 3s-4p низ утврђен у овој тези, а црвеном бојом резултат за резонантне прелазе утврђен у раду Пурића [77].

У случају натријумског низа максимално одступање износи $\omega_{\text{Тапалага}}/\omega_{\text{Пурић}} = 3.45$ и односи се на 4s-4p прелаз у Mg II (Слика 3.6). Уочено одступање је веће него у случају литијумског изоелектронског низа.

3.6. Експериментално утврђене температурне зависности ширине

Ширине спектралних линија су често мерене експериментално, као и њихова зависност од температуре. На основу добијених резултата се не може извести прецизан закључак о температурној зависности Штарковог ширења, посебно код неутралних емитера. У раду [76] је приказана ова зависност, а резултати ће бити цитирани овде ради комплетности.



Слика 3.7 Штарково ширење 3s-3p за (a) C IV, (b) N V, (c) O VI и (d) Ne VIII. Линијама су дати теоријски, а симболима експериментални резултати [76].

Слика 3.7 приказује благи пад Штарковог ширења јонских линија са порастом температуре, као и теоријска предвиђања која сугеришу да ширина линије опада са температуром плазме као $T^{-1/2}$. Слични резултати се добијају и за друге елементе [80]. И експериментални и теоријски подаци указују на смањење Штарковог ширења са температуром. Међутим, у овом раду ће бити наведени примери коју указују да ова функционална зависност може бити другачија, односно да Штарково ширење може и да расте са температуром. Такође, уочени су и случајеви када не постоји монотono опадање или пораст са температуром, већ је дефинисана вредност температуре на којој Штаркова ширина има максималну вредност. Ова зависност ће бити детаљније анализирана у одељку 5.2.

3.7. Критика метода

У раду [58] је критикован метод теоријског извођења зависности Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа, који је утврђен у раду [57], због чињенице да није доказано да су коефицијенти A_m у развоју (3.3) константе. Тиме је доведено у питање постојање регуларности у зависности Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа.

Међутим, ни у једном теоријском раду није израчунато колико је велико одступање тих коефицијената од константне вредности, па се због тога не може утврдити да ли овај метод чини велику или занемарљиву грешку. Зато је један од циљева утврђивање регуларности и оправданости претпоставке да ови коефицијенти не одступају много од константних вредности.

Као што је сугерисано у одељку 3.2, уколико се утврди линеарна зависност у логаритамској скали између Штарковог ширења и потенцијала јонизације (или неког другог параметра), онда се може закључити да је само један члан у развоју, по том параметру, доминантан. С обзиром да се у одељку 5.4 може видети скоро идеална линеарна зависност, може се закључити да је претпоставка о доминантности једног члана у развоју испуњена, а да у највећем броју случаја коефицијенти A_m веома мало одступају од константне вредности.

4. ПРИПРЕМАЊЕ ПОДАТАКА О ШТАРКОВОМ ШИРЕЊУ СПЕКТРАЛНИХ ЛИНИЈА

Проучавање регуларности Штарковог ширења захтева прикупљање великог броја података о спектралним линијама, конверзију јединица, нормализацију података и избор параметара плазме на којима ће регуларности бити проучаване. Ове операције се могу урадити на различите начине, а то може довести до различитог резултата. Због тога ће овде бити описан начин обраде података.

4.1. Извор података

Напредак у проучавању различитих врста регуларности, код Штарковог ширења спектралних линија које су од интереса у астрофизици, је омогућила монографија Griem-а из 1974 [19] и серија радова са критичким освртом на теоријска и експериментална истраживања Штарковог ширења бројних спектралних линија различитих атома и јона [43,44,41,81,39,82,45]. Све ово, заједно са базом података Stark-B коју су припремили Димитријевић и Sahal-Bréchet [18], ствара прилику за проучавање различитих врста регуларности Штаркових параметара [64,83,49,50,51]. Ово укључује проучавање регуларности унутар мултиплета и супер мултиплета, спектралних серија, сличних прелаза, изоелектронских низова, изонуклеарних низова, хомологних група, партикуларних прелаза (нпр. резонантни

прелази) дуж периодног система унутар једног јонизационог стања или унутар неколико различитих јонизационих стања. Зависност Штаркових параметара од параметара плазме, као што су електронска концентрација и температура, је истражена у великом броју научних радова од којих су неки теоријски, а неки експериментални. Откривено је да Штарково ширење спектралних линија неводоничних атома и јона има линеарну зависност од електронске концентрације и слабу зависност од електронске температуре. Због тога је неопходно, за потребе проучавања регуларности, имати што прецизнију базу података за одређени распон електронских концентрација и температура.

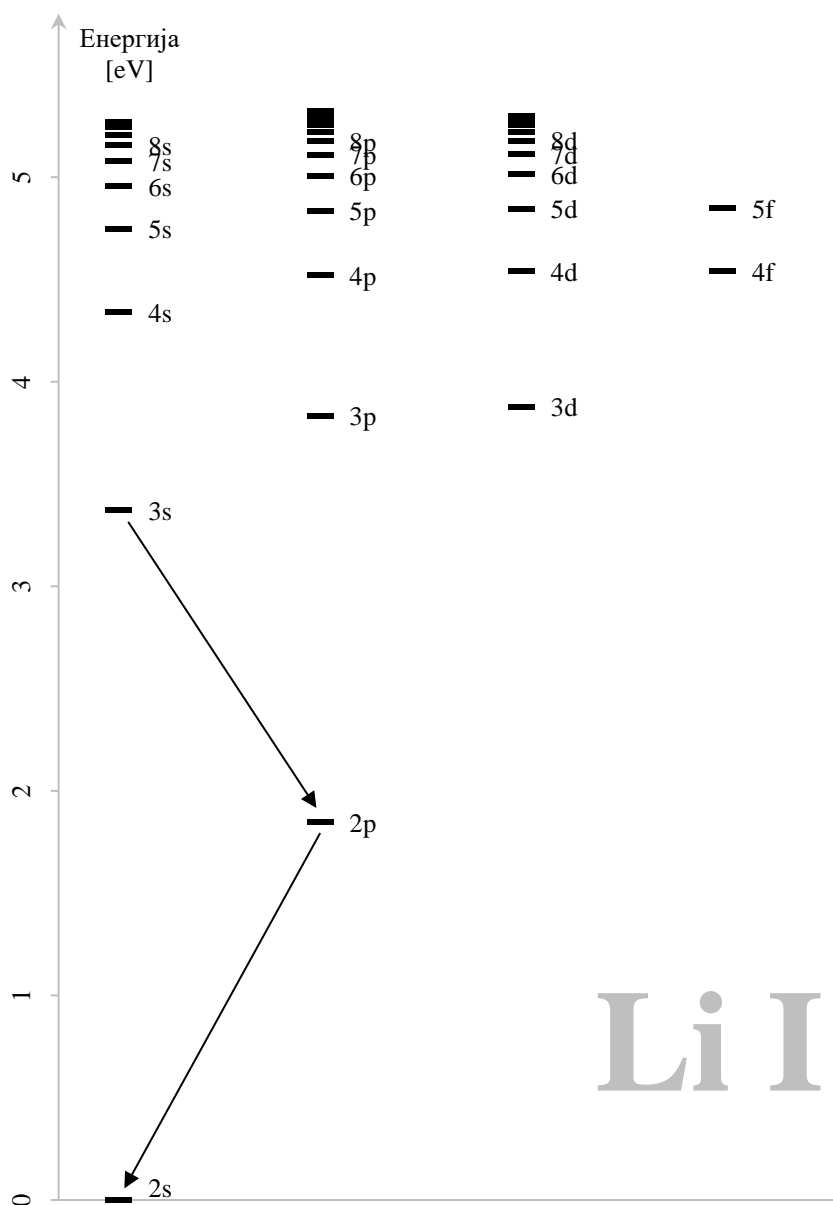
Литијумски изоелектронски низ

За проучавање регуларности Штарковог ширења неопходно је имати велику количину података о Штарковом ширењу или податке који омогућавају да се Штарково ширење израчуна (Слика 4.1). Подаци о израчунатим ширинама на основу семикласичне теорије су узети из базе података [18]. Анализирано је 342 спектрална прелаза. Слика 4.1 приказује енергијски дијаграм атома литијума, док су сви литијуму слични јони, са одговарајућим бројем спектралних линија, побројани у табели (Табела 4.1).

Табела 4.1 Чланови литијумског изоелектронског низа и број спектралних линија које су проучаване.

Емитер	Li I	Be II	B III	C IV	N V	O VI	F VII	Ne VIII	Na IX	Al XI	Si XII
Број линија	62	30	27	101	28	30	20	20	8	7	9

Укупно су анализиране 342 спектралне линије изоелектронског низа литијума. Уз назив одговарајућег јона дат је број линија, као и литература из које су дати подаци преузети. Побројани су одговарајући спектрални прелази, као и таласне дужине одговарајућих спектралних линија.



Слика 4.1 Енергијски дијаграм атома литијума.

Неутрални литијум Li I (62 спектралне линије) [84,85,86]: 2s-7p, 2s-6p, 2s-5p, 2s-4p, 2s-3p, 2s-2p, 2p-8s, 2p-7s, 2p-6s, 2p-5s, 2p-4s, 2p-3s, 2p-7d, 2p-6d, 2p-5d, 2p-4d, 2p-3d, 3s-7p, 3s-6p, 3s-5p, 3s-4p, 3s-3p, 3p-8s, 3p-7s, 3p-6s, 3p-5s, 3p-4s, 3p-7d, 3p-6d, 3p-5d, 3p-4d, 3p-3d, 3d-7p, 3d-6p, 3d-5p, 3d-4p, 4s-7p, 4s-6p, 4s-5p, 4s-4p, 4p-8s, 4p-7s, 4p-6s, 4p-5s, 4p-7d, 4p-6d, 4p-5d, 4d-7p, 4d-6p, 4d-5p, 5s-7p, 5s-6p, 5s-5p, 5p-8s, 5p-7s, 5p-6s, 5p-7d, 5p-6d, 5d-7p, 5d-6p, 6s-7p, 6p-8s. Таласне дужине ових прелаза су: 242.62 nm, 247.58 nm, 256.31 nm, 274.2 nm, 323.36 nm, 374.77 nm, 379.61 nm, 383.67 nm, 391.65 nm, 398.67 nm, 413.38 nm, 427.43 nm, 460.42 nm, 497.31 nm, 610.53 nm,

670.96 nm, 713.71 nm, 758.45 nm, 812.87 nm, 846.78 nm, 937.93 nm, 968.89 nm, 995.77 nm, 1006.62 nm, 1051.31 nm, 1079.51 nm, 1097.97 nm, 1103.48 nm, 1224.06 nm, 1293.25 nm, 1356.09 nm, 1611.53 nm, 1755 nm, 1859.16 nm, 1928.1 nm, 1954.06 nm, 2093.39 nm, 2176.78 nm, 2223.04 nm, 2446.97 nm, 2497.81 nm, 2520.31 nm, 2654.32 nm, 2688.71 nm, 2842.45 nm, 3427.22 nm, 3808.96 nm, 3888.72 nm, 4180.32 nm, 4482.42 nm, 4711.62 nm, 4781.69 nm, 5122.06 nm, 5464.54 nm, 6861.11 nm, 7033.54 nm, 7716.64 nm, 8132 nm, 8359.39 nm, 10287.22 nm, 13965.9 nm, 27954.83 nm.

Једноструко јонизовани берилијум Ве II (30 спектралних линија) [87,88]: 2p-3d, 2p-4d, 2p-5d, 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2s-2p, 2s-3p, 2s-4p, 2s-5p, 3d-4f, 3d-5f, 3d-4p, 3d-5p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-4s, 3p-5s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 4d-5f, 4d-5p, 4f-5d, 4p-5d, 4p-5s, 4s-4p, 4s-5p, 5s-5p. Таласне дужине ових прелаза су: 77.54 nm, 84.2 nm, 102.69 nm, 103.63 nm, 104.82 nm, 114.3 nm, 119.72 nm, 151.24 nm, 177.62 nm, 245.46 nm, 304.75 nm, 313.15 nm, 319.81 nm, 323.45 nm, 324.27 nm, 327.56 nm, 436.21 nm, 467.47 nm, 482.96 nm, 527.21 nm, 740.33 nm, 947.89 nm, 1009.84 nm, 1013.84 nm, 1047.05 nm, 1166.21 nm, 1209.96 nm, 3033.98 nm, 6109.82 nm, 6417.41 nm.

Двоструко јонизовани бор В III (27 спектралних линија) [89,90]: 2p-3d, 2p-4d, 2p-5d, 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2s-2p, 2s-3p, 2s-4p, 2s-5p, 3d-4f, 3d-4p, 3d-5p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-4s, 3p-5s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 4d-5p, 4f-5d, 4p-5d, 4p-5s, 4s-4p, 4s-5p. Таласне дужине ових прелаза су: 67.71 nm, 75.86 nm, 51.08 nm, 52.82 nm, 45.87 nm, 46.56 nm, 206.69 nm, 51.82 nm, 41.18 nm, 37.63 nm, 207.77 nm, 213.85 nm, 143.57 nm, 3212.79 nm, 195.37 nm, 223.51 nm, 136.18 nm, 142.45 nm, 783.95 nm, 159.67 nm, 116.93 nm, 463.38 nm, 450.61 nm, 424.46 nm, 491.95 nm, 1947.81 nm, 356.83 nm.

Троструко јонизовани угљеник С IV (101 спектрална линија) [91,92,93,94]: 2p-3d, 2p-4d, 2p-5d, 2p-6d, 2p-7d, 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2p-6s, 2p-7s, 2p-8s, 2p-9s, 2s-2p, 2s-3p, 2s-4p, 2s-5p, 2s-6p, 2s-7p, 3d-4f, 3d-5f, 3d-6f, 3d-7f, 3d-4p, 3d-5p, 3d-6p, 3d-7p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-6d, 3p-7d, 3p-4f, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3p-7s, 3p-8s, 3p-9s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 3s-6p, 3s-7p, 4d-5f, 4d-6f, 4d-7f, 4d-5g, 4d-5p, 4d-6p, 4d-7p, 4f-5d, 4f-6d, 4f-7d, 4f-5g, 4f-6g, 4f-7g, 4p-5d, 4p-6d, 4p-7d, 4p-5s, 4p-6s, 4p-7s, 4p-8s, 4p-9s, 4s-4p, 4s-5p, 4s-6p, 4s-7p, 5d-6f, 5d-7f, 5d-6p, 5d-7p, 5f-6d, 5f-7d, 5f-6g, 5f-7g, 5g-6f, 5g-7f, 5g-6h, 5p-5d, 5p-6d, 5p-7d, 5p-6s, 5p-7s, 5p-8s, 5p-9s, 5s-5p, 5s-6p, 5s-7p, 6d-7f, 6d-7p. Таласне дужине ових прелаза су: 20.66 nm, 21.24 nm, 22.28 nm, 23.09 nm, 23.41 nm,

23.82 nm, 23.91 nm, 24.49 nm, 24.58 nm, 24.74 nm, 25.95 nm, 26.26 nm, 28.92 nm, 29.69 nm, 31.24 nm, 38.41 nm, 41.96 nm, 55.22 nm, 56.29 nm, 58.28 nm, 59.55 nm, 60.89 nm, 61.49 nm, 62.71 nm, 62.87 nm, 66.09 nm, 67.24 nm, 68.25 nm, 68.49 nm, 68.54 nm, 77.03 nm, 79.81 nm, 79.97 nm, 80.66 nm, 94.81 nm, 110.65 nm, 110.76 nm, 111.84 nm, 116.9 nm, 119.86 nm, 120 nm, 121.06 nm, 123 nm, 131.59 nm, 134.43 nm, 135.13 nm, 135.3 nm, 135.36 nm, 135.85 nm, 144.03 nm, 154.91 nm, 158.6 nm, 163.76 nm, 164.01 nm, 164.1 nm, 165.39 nm, 165.45 nm, 204.6 nm, 210.47 nm, 233.7 nm, 240.5 nm, 252.44 nm, 252.46 nm, 253.07 nm, 253.45 nm, 259.19 nm, 259.51 nm, 269.8 nm, 282.07 nm, 290.24 nm, 290.65 nm, 290.74 nm, 290.93 nm, 293.59 nm, 295.46 nm, 370.97 nm, 393.56 nm, 444.18 nm, 464.7 nm, 465.85 nm, 466.02 nm, 466.1 nm, 466.5 nm, 478.68 nm, 479.14 nm, 502.22 nm, 580.1 nm, 659.37 nm, 725.34 nm, 738.94 nm, 770.86 nm, 772.67 nm, 772.96 nm, 774.61 nm, 794.98 nm, 838.5 nm, 1298.57 nm, 1434.37 nm, 2075.4 nm, 2864.92 nm, 9721.01 nm.

Четвороструко јонизовани азот N V (28 спектралних линија) [95]: 2p-3d, 2p-4d, 2p-5d, 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2s-2p, 2s-3p, 2s-4p, 2s-5p, 3d-4f, 3d-5f, 3d-4p, 3d-5p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-4s, 3p-5s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 4d-5f, 4d-5p, 4p-5d, 4p-5s, 4s-4p, 4s-5p. Таласне дужине ових прелаза су: 14.74 nm, 16.26 nm, 16.69 nm, 16.86 nm, 18.61 nm, 19.02 nm, 20.93 nm, 24.77 nm, 26.63 nm, 45.01 nm, 49.53 nm, 51 nm, 51.18 nm, 62.88 nm, 71.38 nm, 74.76 nm, 76.49 nm, 77.8 nm, 124.02 nm, 138.96 nm, 154.91 nm, 158.36 nm, 161.63 nm, 165.59 nm, 170.29 nm, 461.09 nm, 1134.51 nm, 1514.83 nm.

Петоструко јонизовани кисеоник O VI (30 спектралних линија) [96,97,98]: 2p-3d, 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2p-6s, 2s-2p, 2s-3p, 2s-4p, 2s-5p, 2s-6p, 3d-4p, 3d-5p, 3d-6p, 3p-3d, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 3s-6p, 4p-5s, 4p-6s, 4s-4p, 4s-5p, 4s-6p, 5p-6s, 5s-5p, 5s-6p, 6s-6p. Таласне дужине ових прелаза су: 17.3 nm, 18.41 nm, 13.23 nm, 11.74 nm, 11.07 nm, 103.38 nm, 15.01 nm, 11.58 nm, 10.48 nm, 9.97 nm, 52.99 nm, 35.79 nm, 30.44 nm, 1185 nm, 53.63 nm, 35.4 nm, 29.95 nm, 382 nm, 44.78 nm, 31.84 nm, 27.54 nm, 117.21 nm, 73.15 nm, 936.29 nm, 98.63 nm, 66.47 nm, 217.39 nm, 1855.29 nm, 183.69 nm, 3278.69 nm,

Шестоструко јонизовани флуор F VII (20 спектралних линија) [99]: 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2p-6s, 2s-2p, 2s-3p, 2s-4p, 2s-5p, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 4p-5s, 4p-6s, 4s-4p, 4s-5p, 5p-6s, 5s-5p. Таласне дужине ових прелаза су: 7.84 nm, 8.15 nm,

8.64 nm, 8.67 nm, 9.73 nm, 11.3 nm, 13.48 nm, 22.03 nm, 23.72 nm, 26.01 nm, 33.52 nm, 39.2 nm, 53.69 nm, 73.65 nm, 85.58 nm, 88.56 nm, 158.67 nm, 325.74 nm, 796.11 nm, 1570.35 nm.

Седмоструко јонизовани неон Ne VIII (20 спектралних линија) [100,101]: 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2p-6s, 2s-2p, 2s-3p, 2s-4p, 2s-5p, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 4p-5s, 4p-6s, 4s-4p, 4s-5p, 5p-6s, 5s-5p. Таласне дужине ових прелаза су: 6.07 nm, 6.26 nm, 6.63 nm, 6.74 nm, 7.46 nm, 8.81 nm, 10.3 nm, 16.88 nm, 18.28 nm, 19.89 nm, 26.05 nm, 29.86 nm, 41.1 nm, 56.37 nm, 65.14 nm, 77.37 nm, 124.69 nm, 287.91 nm, 699.3 nm, 1042.75 nm.

Осмоструко јонизовани натријум Na IX (8 спектралних линија) [100,101]: 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2s-2p, 2s-3p, 3p-4s, 3p-5s, 3s-3p. Таласне дужине ових прелаза су: 5.25 nm, 5.9 nm, 7.06 nm, 8.13 nm, 15.73 nm, 23.56 nm, 68.48 nm, 250.06 nm.

Девотоструко јонизовани магнезијум Mg X (0 спектралних линија): У литератури недостају подаци.

Десетоструко јонизовани алуминијум Al XI (7 спектралних линија) [102,103]: 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2s-2p, 2s-3p, 3p-4s, 3p-5s. Таласне дужине ових прелаза су: 3.52 nm, 3.96 nm, 4.83 nm, 5.43 nm, 10.53 nm, 15.73 nm, 55.44 nm.

Једанаестоструко јонизовани силицијум Si XII (9 спектралних линија) [102,103]: 2p-3d, 2p-3s, 2p-4s, 2p-5s, 2s-2p, 2s-3p, 3p-3d, 3p-4s, 3p-5s. Таласне дужине ових прелаза су: 2.96 nm, 3.33 nm, 4.09 nm, 4.41 nm, 4.56 nm, 8.85 nm, 13.19 nm, 50.46 nm, 488.08 nm.

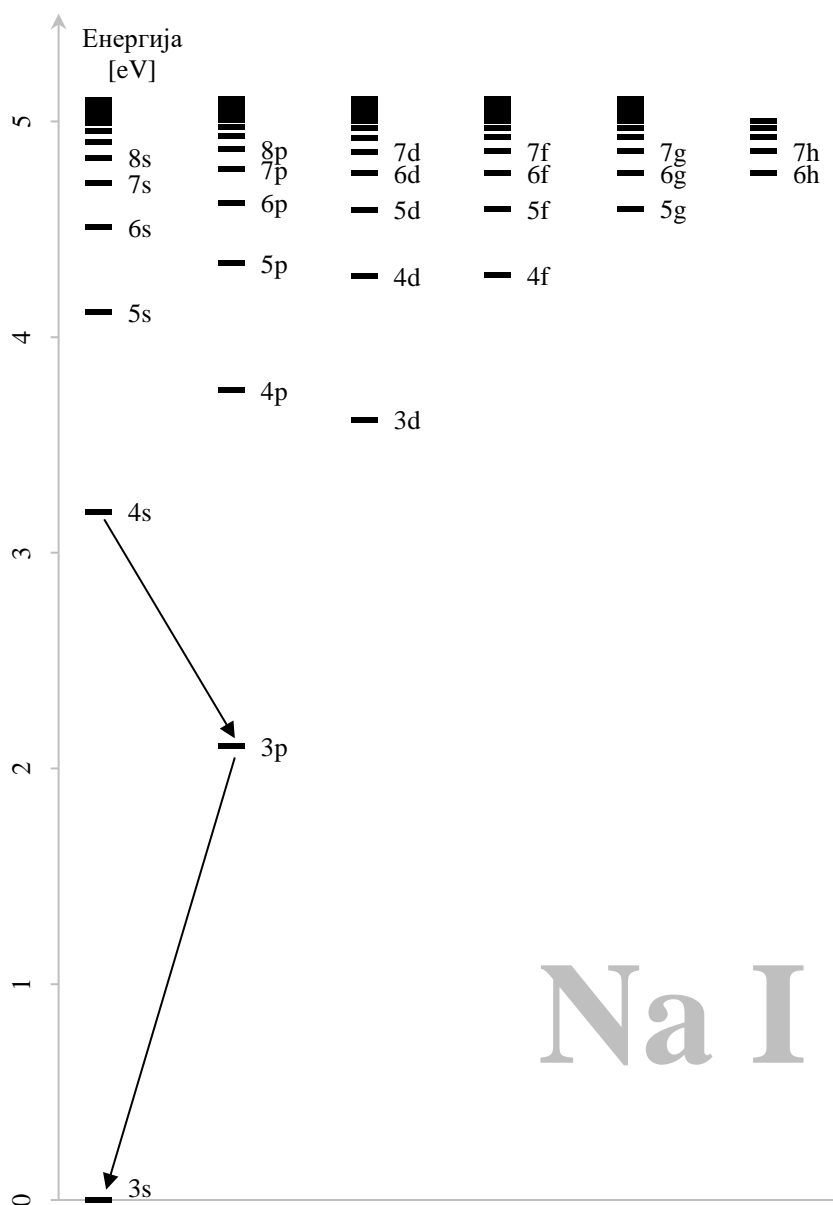
Натријумски изоелектронски низ

Натријумски изоелектронски низ има само један валентни електрон, па због тога поседује неке особине које су сличне водонику. Генерално, емитери из литијумског и натријумског изоелектронског низа су квази једноелектронски системи, те неке особине њихових спектра могу бити сличне спектру водоника (појава дублета и сл.).

Табела 4.2 Чланови натријумског изоелектронског низа и број спектралних линија које су проучаване.

Емитер	Na I	Mg II	Al III	Si IV	P V	S VI	Cl VII	Ar VIII
Број линија	61	63	23	40	49	21	10	9

Табела 4.1 приказује број линија сваког члана изоелектронског низа натријама које су коришћене у раду, а Слика 4.2 приказује енергетске нивое првог члана низа. Укупно је анализирано 276 спектралних линија изоелектронског низа натријума. Уз назив одговарајућег јона дат је број линија, као и литература из које су дати подаци преузети. Побројани су одговарајући спектрални прелази, као и таласне дужине одговарајућих спектралних линија.



Слика 4.2 Енергијски дијаграм атома натријума.

Неутрални натријум Na I (61 спектрална линија) [104,105,106]: 3d-4f, 3d-4p, 3d-5p, 3d-6p, 3d-7p, 3d-8p, 3d-9p, 3d-10p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-6d, 3p-7d, 3p-8d, 3p-9d, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3p-7s, 3p-8s, 3p-9s, 3s-10p, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 3s-6p, 3s-7p, 3s-8p, 3s-9p, 4d-10p, 4d-6p, 4d-7p, 4d-8p, 4d-9p, 4p-4d, 4p-5d, 4p-6d, 4p-7d, 4p-8d, 4p-6s, 4p-7s, 4p-8s, 4p-9s, 4s-10p, 4s-4p, 4s-5p, 4s-6p, 4s-7p, 4s-8p, 4s-9p, 5d-7p, 5d-8p, 5d-9p, 5p-6s, 5p-7s, 5s-10p, 5s-5p, 5s-6p, 5s-7p, 5s-8p, 5s-9p. Таласне дужине ових прелаза су: 249.07 nm, 251.21 nm, 254.38 nm, 259.39 nm, 268.04 nm, 285.28 nm, 330.26 nm, 432.35 nm, 439.23 nm, 442.35 nm, 449.66 nm, 454.42 nm, 466.75 nm, 475.06 nm, 498.14

nm, 515.19 nm, 568.64 nm, 589.18 nm, 615.86 nm, 694.4 nm, 711.3 nm, 737.33 nm, 781 nm, 819.11 nm, 865.03 nm, 912.08 nm, 941.44 nm, 987.56 nm, 1057 nm, 1067.46 nm, 1074.5 nm, 1074.7 nm, 1119.5 nm, 1139.7 nm, 1149.5 nm, 1230.92 nm, 1231.8 nm, 1291.5 nm, 1441.75 nm, 1477.6 nm, 1516.53 nm, 1638.4 nm, 1639.88 nm, 1703.87 nm, 1789.55 nm, 1846.53 nm, 1872.66 nm, 1906.21 nm, 2105.26 nm, 2207 nm, 2337 nm, 2441.41 nm, 2505.01 nm, 3365.87 nm, 3625.82 nm, 3639.01 nm, 4420.87 nm, 5431.83 nm, 6648.94 nm, 7507.51 nm, 9105 nm.

Једноструко јонизовани магнезијум Mg II (63 спектралних линија) [107,108]: 3d-4f, 3d-5f, 3d-6f, 3d-7f, 3d-4p, 3d-5p, 3d-6p, 3d-7p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-6d, 3p-7d, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3p-7s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 3s-6p, 3s-7p, 4d-4f, 4d-5f, 4d-6f, 4d-7f, 4d-5p, 4d-6p, 4d-7p, 4f-5d, 4f-6d, 4f-7d, 4p-4d, 4p-5d, 4p-6d, 4p-7d, 4p-5s, 4p-6s, 4p-7s, 4s-4p, 4s-5p, 4s-6p, 4s-7p, 5d-6f, 5d-7f, 5d-6p, 5d-7p, 5f-6d, 5f-7d, 5p-5d, 5p-6d, 5p-7d, 5p-6s, 5p-7s, 5s-5p, 5s-6p, 5s-7p, 6p-7s, 6d-7f, 6d-7p, 6f-7d, 6p-6d, 6p-7d. Таласне дужине ових прелаза су: 90.74 nm, 94.67 nm, 102.6 nm, 124.01 nm, 130.78 nm, 136.67 nm, 136.89 nm, 147.73 nm, 148.22 nm, 173.67 nm, 175.25 nm, 245.04 nm, 247.52 nm, 258.3 nm, 266.16 nm, 279.16 nm, 279.63 nm, 279.87 nm, 292.95 nm, 293.47 nm, 310.58 nm, 316.88 nm, 353.84 nm, 355.31 nm, 361.54 nm, 385.02 nm, 438.98 nm, 443.32 nm, 448.27 nm, 526.57 nm, 543.56 nm, 574.18 nm, 591.87 nm, 634.86 nm, 662.2 nm, 678.76 nm, 779.01 nm, 789.21 nm, 811.92 nm, 823 nm, 874.38 nm, 883.39 nm, 922.94 nm, 963.48 nm, 1039.48 nm, 1093.1 nm, 1125.92 nm, 1175.48 nm, 1473.48 nm, 1522.12 nm, 1679.1 nm, 1744.46 nm, 1772.28 nm, 1919 nm, 2139.58 nm, 2407.6 nm, 2940.72 nm, 3054.67 nm, 3167.49 nm, 3190.08 nm, 4530.26 nm, 7659.43 nm, 20454.1 nm.

Двоструко јонизовани алуминијум Al III (23 спектралних линија) [109,110,111]: 3d-4f, 3d-5f, 3d-4p, 3d-5p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-4s, 3p-5s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 4d-4f, 4d-5f, 4d-5p, 4f-5d, 4p-4d, 4p-5d, 4p-5s, 4s-4p, 4s-5p, 5p-5d, 5s-5p. Таласне дужине ових прелаза су: 56.04 nm, 69.6 nm, 74.05 nm, 85.62 nm, 89.33 nm, 135.28 nm, 138.26 nm, 160 nm, 160.98 nm, 185.74 nm, 191.23 nm, 193.59 nm, 221.28 nm, 360.62 nm, 371.05 nm, 415.12 nm, 452.49 nm, 470.26 nm, 570.69 nm, 789.19 nm, 959.71 nm, 1278.67 nm, 5475.55 nm,

Троструко јонизовани силицијум Si IV (40 спектралних линија) [112,113]: 3d-4f, 3d-5f, 3d-6f, 3d-4p, 3d-5p, 3d-6p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-6d, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3s-3p,

3s-4p, 3s-5p, 3s-6p, 4d-4f, 4d-5f, 4d-6f, 4d-5p, 4d-6p, 4f-5d, 4f-6d, 4p-4d, 4p-5d, 4p-6d, 4p-5s, 4p-6s, 4s-4p, 4s-5p, 4s-6p, 5d-6f, 5d-6p, 5f-6d, 5p-5d, 5p-6d, 5p-6s, 5s-5p, 5s-6p. Таласне дужине ових прелаза су: 32.72 nm, 36.16 nm, 41.27 nm, 43.84 nm, 45.47 nm, 45.79 nm, 51.59 nm, 56.05 nm, 64.58 nm, 68.83 nm, 74.99 nm, 81.71 nm, 86.07 nm, 89.53 nm, 104.67 nm, 106.66 nm, 112.64 nm, 121.1 nm, 123 nm, 136.76 nm, 139.67 nm, 153.32 nm, 167.26 nm, 172.41 nm, 179.66 nm, 212.5 nm, 228.7 nm, 248.37 nm, 267.52 nm, 267.66 nm, 316.03 nm, 376.6 nm, 409.79 nm, 421.24 nm, 432.35 nm, 495.01 nm, 668.98 nm, 705.52 nm, 897.74 nm, 2427.11 nm.

Четвороструко јонизовани фосфор P V (49 спектралних линија) [114,115]: 3d-4f, 3d-5f, 3d-6f, 3d-4p, 3d-5p, 3d-6p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-6d, 3p-7d, 3p-4s, 3p-5s, 3p-6s, 3p-7s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 3s-6p, 4d-5f, 4d-6f, 4d-5p, 4d-6p, 4f-5d, 4f-6d, 4f-7d, 4p-4d, 4p-5d, 4p-6d, 4p-7d, 4p-5s, 4p-6s, 4p-7s, 4s-4p, 4s-5p, 4s-6p, 5d-6f, 5d-6p, 5f-6d, 5f-7d, 5p-5d, 5p-6d, 5p-7d, 5p-6s, 5p-7s, 5s-5p, 5s-6p, 6p-6d. Таласне дужине ових прелаза су: 22.98 nm, 25.56 nm, 26.47 nm, 27.29 nm, 28.03 nm, 29.58 nm, 31.1 nm, 32.86 nm, 34.78 nm, 39.02 nm, 41 nm, 43.31 nm, 47.56 nm, 53.48 nm, 54.4 nm, 61.51 nm, 61.68 nm, 66.11 nm, 67.39 nm, 70.68 nm, 81.41 nm, 84.58 nm, 86.91 nm, 87.46 nm, 94.09 nm, 97.38 nm, 99.85 nm, 107.24 nm, 111.49 nm, 112.18 nm, 132.03 nm, 138.32 nm, 144.79 nm, 155.26 nm, 171.08 nm, 172.29 nm, 183.01 nm, 190.59 nm, 218.37 nm, 243.6 nm, 267 nm, 277.86 nm, 318.56 nm, 318.77 nm, 408.81 nm, 514.37 nm, 687.27 nm, 931.03 nm.

Петоструко јонизовани сумпор S VI (21 спектрална линија) [116]: 3d-4f, 3d-4p, 3d-5p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-5d, 3p-4s, 3p-5s, 3s-3p, 3s-4p, 3s-5p, 4d-4f, 4d-5p, 4f-5d, 4p-4d, 4p-5d, 4p-5s, 4s-4p, 4s-5p, 5p-5d, 5s-5p. Таласне дужине ових прелаза су: 19.15 nm, 22.76 nm, 24.91 nm, 25.16 nm, 28.98 nm, 36.4 nm, 39.02 nm, 46.47 nm, 62.82 nm, 64.92 nm, 69.18 nm, 71.06 nm, 93.71 nm, 97.42 nm, 119.94 nm, 142.09 nm, 198.69 nm, 259.84 nm, 419.25 nm, 553.61 nm, 921.3 nm.

Шестоструко јонизовани хлор Cl VII (10 спектралних линија) [117,118]: 3d-4f, 3d-4p, 3p-3d, 3p-4d, 3p-4s, 3s-3p, 3s-4p, 4d-4f, 4p-4d, 4s-4p. Таласне дужине ових прелаза су: 19.62 nm, 22.48 nm, 29.43 nm, 34.03 nm, 45.57 nm, 60.26 nm, 80.48 nm, 168.04 nm, 219.04 nm, 669.93 nm.

Седмоструко јонизовани аргон Ar VIII (9 спектралних линија) [119]: 3d-4p, 3p-3d, 3p-3d, 3p-4s, 3p-4s, 3s-3p, 3s-3p, 3s-4p, 4s-4p. Таласне дужине ових прелаза су: 15.9 nm, 22.94 nm, 23.09 nm, 33.76 nm, 51.92 nm, 52.66 nm, 70.04 nm, 71.4 nm, 188.7 nm.

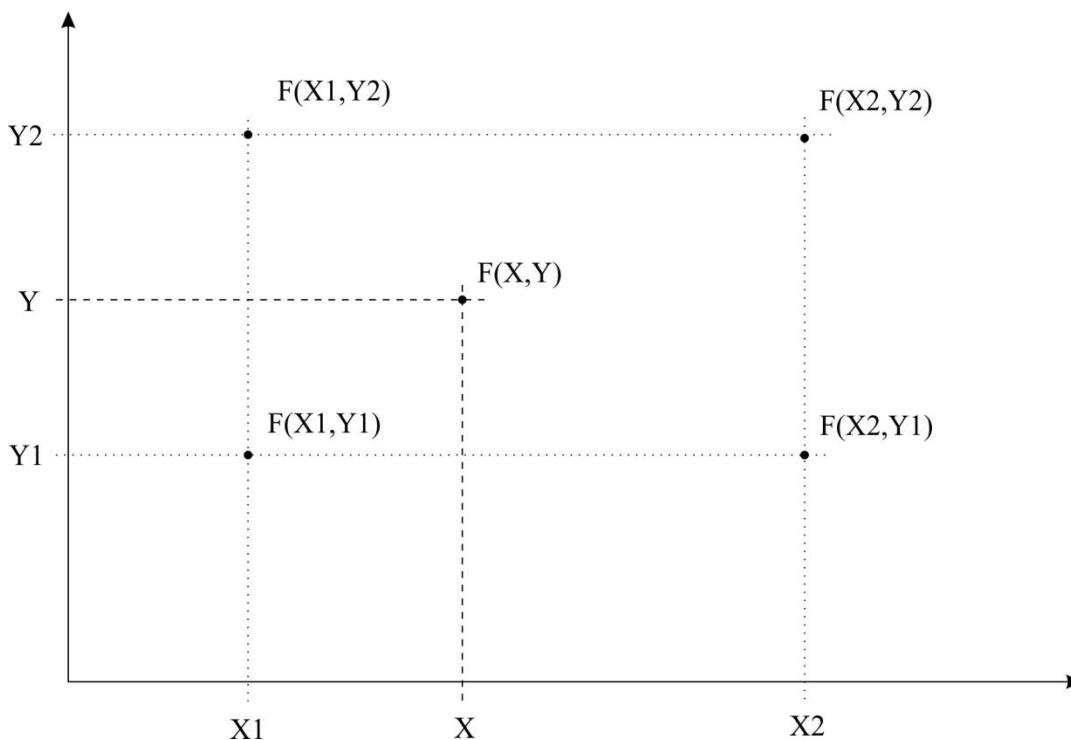
4.2. Генерисање података

На основу модификоване семиемпиријске формуле (2.10) за израчунавање ширине линије направљен је одговарајући алгоритам, помоћу кога су израчунате ширине за одређене спектралне линије. Посебна пажња је посвећена одређивању вредности коефицијената ϕ , који се спомиње у формули (2.7). Вредности тог коефицијента су дате табеларно у раду [33]. Вредности коефицијената су дискретне и за два суседна параметра се могу разликовати и до два пута. Због тога се помоћу билинеарне интерполације рачуна неопходан коефицијент за било које параметре. Циљ овог приступа није само добијање прецизнијих података, већ и детаљно објашњење процедуре, што омогућава верну репродукцију резултата. За добијање резултата неопходно је унети укупно 13 параметара, што овај метод чини најефикаснијим:

1. λ [nm] - Таласна дужина прелаза
2. T [K] - Температура плазме
3. Ne [m^{-3}] - Електронска концентрација у плазми
4. l_i - Орбитални квантни број иницијалног нивоа спектралног прелаза
5. l_f - Орбитални квантни број финалног нивоа спектралног прелаза
6. Z - Наелектрисање емитера које види електрон у прелазу
7. E_i [eV] - Енергија иницијалног нивоа прелаза
8. E_{i+1} [eV] - Енергија вишег пертурбујућег нивоа иницијалног нивоа
9. E_{i-1} [eV] - Енергија нижег пертурбујућег нивоа иницијалног нивоа
10. E_f [eV] - Енергија финалног нивоа прелаза
11. E_{f+1} [eV] - Енергија вишег пертурбујућег нивоа финалног нивоа
12. E_{f-1} [eV] - Енергија нижег пертурбујућег нивоа финалног нивоа
13. E_∞ [eV] - Енергија јонизације

Билинеарна интерполација

Подаци који су узимани из табеле су морали бити интерполирани за потребе израчунавања матричних елемената (2.11). Билинеарна интерполација је општепозната у математици и користи се за интерполацију података код дводимензионалних табела (Слика 4.3). С обзиром да је ову процедуру неопходно спровести много пута због добијања великог броја података, математички формализам постаје превише спор без употребе компјутера. Због тога је написана формула за програм Ексел која билинеарном интерполацијом даје вредности функције за било које параметре. Ова формула се састоји од 840 карактера и не може се пронаћи на интернету, па је због тога овде и наведена.



Слика 4.3 Визуализација параметра дводимензионалне функције и дефиниција ознака карактеристичних тачака које се користе у билинеарној интерполацији.

Извођење формуле:

Xvrednosti = OFFSET(Tabela,0,0,1)

KorakX = INDEX(Tabela, 1, 3) - INDEX(Tabela, 1, 2)

KorakY = INDEX(Tabela, 3, 1) - INDEX(Tabela, 2, 1)

X1 = HLOOKUP(X, Tabela, 1)

X2 = HLOOKUP(X + KorakX, Tabela, 1)

Y1 = VLOOKUP(Y, Tabela, 1)

Y2 = VLOOKUP(Y + KorakY, Tabela, 1)

F(X1,Y1) = VLOOKUP(Y, Tabela, MATCH(X, Xvrednosti))

F(X2,Y1) = VLOOKUP(Y, Tabela, MATCH(X + KorakX, Xvrednosti))

F(X1,Y2) = VLOOKUP(Y + KorakY, Tabela, MATCH(X, Xvrednosti))

F(X2,Y2) = VLOOKUP(Y + KorakY, Tabela, MATCH(X + KorakX, Xvrednosti))

$$F(X,Y) = (F(X1,Y1)*(X2-X)*(Y2-Y)+F(X2,Y1)*(X-X1)*(Y2-Y)+ F(X1,Y2)*(X2-X)*(Y-Y1)+ F(X2,Y2)*(X-X1)*(Y-Y1))/((X2-X1)*(Y2-Y1))$$

Коначни облик формуле за билинеарну интерполацију у програму Excel:

F(X,Y) =

(VLOOKUP(Y,Tabela,MATCH(X,OFFSET(tabela,0,0,1)))*(HLOOKUP(X+INDEX(Tabela,1,3)-INDEX(Tabela,1,2),Tabela,1)-X)*(VLOOKUP(Y+INDEX(Tabela,3,1)-INDEX(Tabela,2,1),Tabela,1)-Y)+VLOOKUP(Y,Tabela,MATCH(X+INDEX(Tabela,1,3)-INDEX(Tabela,1,2),OFFSET(Tabela,0,0,1)))*(X-HLOOKUP(X,Tabela,1))*(VLOOKUP(Y+INDEX(Tabela,3,1)-INDEX(Tabela,2,1),Tabela,1)-Y)+VLOOKUP(Y+INDEX(Tabela,3,1)-INDEX(Tabela,2,1),Tabela,MATCH(X,OFFSET(Tabela,0,0,1)))*(HLOOKUP(X+INDEX(Tabela,1,3)-INDEX(Tabela,1,2),Tabela,1)-X)*(Y-VLOOKUP(Y,Tabela,1))+VLOOKUP(Y+INDEX(Tabela,3,1)-INDEX(Tabela,2,1),Tabela,MATCH(X+INDEX(Tabela,1,3)-INDEX(Tabela,1,2),OFFSET(Tabela,0,0,1)))*(X-HLOOKUP(X,Tabela,1))*(Y-VLOOKUP(Y,Tabela,1)))/((HLOOKUP(X+INDEX(Tabela,1,3)-INDEX(Tabela,1,2),Tabela,1)-HLOOKUP(X,Tabela,1))*(VLOOKUP(Y+INDEX(Tabela,3,1)-INDEX(Tabela,2,1),Tabela,1)-VLOOKUP(Y,Tabela,1)))

У горњим формула са „Tabela“ је дефинисана регија у којој се налазе подаци који требају бити интерполирани.

Израчунате вредности Штарковог ширења

У оквиру података који се могу наћи у литератури, није било вредности о Штарковом ширењу спектралних линија Mg X. Због тога је, користећи модификовану семиемпиријску формулу, израчунато ширење за 6 Mg X спектралних линија (Табела 4.4). Поред тога, серије које су имале мали број доступних података (Табела 4.3), допуњене су вредностима Штарковог ширења које су израчунате помоћу модификоване семиемпиријске формуле (Одељак 4.3). Атомски параметри који су били неопходни за ово израчунавање су узети са NIST²-овог сајта [120], а написан је и компјутерски програм помоћу кога, користећи те параметре и формуле описане у 2.2, могу бити израчунате вредности Штарковог ширења. У наставку су дати подаци о овим линијама на електронској концентрацији $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ и температури $T = 100\,000 \text{ K}$.

² Kramida, A., Ralchenko, Yu., Reader, J., and NIST ASD Team (2015). NIST Atomic Spectra Database. Available: <http://physics.nist.gov/asd> [2017, March 22]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.

Табела 4.3 Штарково ширење спектралних линија изоелектронског низа литијума, израчунате помоћу модификоване семиемпиријске формуле на електронској концентрацији $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ и температури $T = 100\,000 \text{ K}$.

Емитер	Прелаз	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
Be II	6s-7p	2358.8	1.0E+01
Be II	5p-6d	1751.5	4.1E+00
Be II	5d-6p	1932.3	4.1E+00
Be II	4d-5f	1009.8	2.8E-01
B III	6s-7p	1125.0	8.6E-01
B III	5p-6d	784.02	3.1E-01
B III	5d-6p	854.79	3.2E-01
B III	4d-5f	448.82	1.8E-02
N V	6s-7p	433.57	5.0E-02
N V	5p-6d	285.89	1.2E-02
N V	5d-6p	305.34	1.2E-02
N V	4f-5d	162.20	1.2E-03
O VI	5p-6d	199.65	3.6E-03
O VI	4d-5p	114.68	3.7E-04
O VI	5d-6p	211.52	3.7E-03
O VI	4f-5d	112.65	3.7E-04
F VII	6s-7p	229.52	6.4E-03
F VII	5p-6d	147.04	1.7E-03
F VII	4d-5p	84.102	1.8E-04
F VII	5d-6p	154.95	1.5E-03
F VII	4f-5d	82.750	1.4E-04
Ne VIII	6s-7p	176.99	2.9E-03
Ne VIII	5p-6d	112.92	7.6E-04
Ne VIII	4d-5p	64.284	7.8E-05
Ne VIII	4f-5d	63.346	6.2E-05

Табела 4.4 Штарково ширење спектралних линија Mg X, израчунате помоћу модификоване семи-емпиријске формуле на електронској концентрацији $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ и температури $T = 100\,000 \text{ K}$.

Емитер	Прелаз	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
Mg X	2p-7d	3.88	4.4E-07
Mg X	2p-5d	4.24	2.2E-07
Mg X	2s-3p	5.79	3.3E-08
Mg X	3d-4p	19.0	1.6E-06
Mg X	3d-5f	12.8	1.1E-06
Mg X	2s-2p	62.5	9.9E-07

Табела 4.5 Штарково ширење спектралних линија изоелектронског низа натријума, израчунате помоћу модификоване семиемпиријске формуле на електронској концентрацији $N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$ и температури $T = 100\,000 \text{ K}$.

Емитер	Прелаз	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
Al III	5p-6s	766.2	8.3E-02
Al III	5d-6p	1482.9	4.3E-01
Al III	5d-6f	763.8	1.8E-01
Al III	5f-6d	869.6	1.8E-01
S VI	5p-6s	193.4	1.5E-03
S VI	5d-6p	266.6	3.7E-03
S VI	5d-6f	184.70	2.0E-03
S VI	5f-6d	221.76	2.7E-03
Cl VII	5p-6s	141.86	5.9E-04
Cl VII	5d-6p	186.35	1.3E-03
Cl VII	5d-6f	135.60	7.5E-04
Cl VII	5f-6d	162.78	1.0E-03
Ar VIII	5p-6s	109.64	2.7E-04
Ar VIII	5d-6p	138.42	4.8E-04
Ar VIII	5d-6f	103.93	3.2E-04
Ar VIII	5f-6d	124.54	4.5E-04

4.3. Параметри плазме

За постојање јона у изоелектронском низу неопходно је обезбедити услове. Јонизација неутралних атома, у циљу настанка одговарајућих јона, се може обавити довођењем неопходне енергије. На пример, за добијање берилијума који је литијуму сличан по броју електрона неопходно је неутралном атому берилијума додати одговарајућу енергију (9.32 eV), како би најслабије везани електрон био избачен, и тако га јонизовати. Ако би се таквом јону додало још 18.21 eV он би био уништен (јонизован) са аспекта литијумског низа. Овај трансфер енергије се најчешће изводи сударом са електронима или фотојонизацијом.

У наставку су дати подаци о енергијама које су потребне да би се добили јони који припадају изоелектронским низовима литијума (Табела 4.6) и натријума (Табела 4.7).

Табела 4.6 Енергија првог и виших јонизационих стања атома који представљају део литијумског изоелектронског низа [120], као и укупна енергија потребна за добијање литијуму сличног јона.

Потенцијал јонизације у електронволтима [eV]												
	Li	Be	B	C	N	O	F	Ne	Na	Mg	Al	Si
I	5.39	9.32	8.30	11.26	14.53	13.62	17.42	21.56	5.14	7.65	5.99	8.15
II		18.21	24.89	24.38	29.60	35.12	34.97	40.96	47.29	15.04	18.83	16.35
III			37.93	47.89	47.45	54.94	62.71	63.42	71.62	80.14	28.45	33.49
IV				64.49	77.47	77.41	87.18	97.19	98.94	109.26	119.99	45.14
V					97.89	113.90	114.25	126.25	138.40	141.33	153.83	166.77
VI						138.12	157.16	157.93	172.23	186.76	190.49	205.27
VII							185.19	207.27	208.50	225.02	241.76	246.32
VIII								239.10	264.19	265.92	284.64	303.66
IX									299.86	327.99	330.21	351.10
X										367.49	398.65	401.38
XI											442.01	476.18
XII												523.42
Укупно	0.0	9.3	33.2	83.5	169.1	295.0	473.7	714.6	1006.3	1736.6	1772.8	2253.8

Табела 4.7 Енергија првог и виших јонизационих стања атома који представљају део натријумског изоелектронског низа, као и укупна енергија потребна за добијање натријуму сличног јона.

Потенцијал јонизације у електронволтима [eV]									
	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Ar	
I	5.14	7.65	5.99	8.15	10.49	10.36	12.97	15.76	
II		15.04	18.83	16.35	19.77	23.34	23.81	27.63	
III			28.45	33.49	30.20	34.86	39.80	40.74	
IV				45.14	51.44	47.22	53.24	59.58	
V					65.03	72.59	67.68	74.84	
VI						88.05	96.94	91.29	
VII							114.20	124.41	
VIII								143.46	
Укупно	0	7.65	24.82	57.99	111.9	188.37	294.44	434.25	

Максвелова дистрибуција честица по енергијама

За плазму кажемо да је у стању термодинамичке равнотеже (ТДР) ако су све температуре појединих компоненти једнаке и ако не постоје никакви градијенти температура и концентрација. Стање ТДР у неком изолованом физичком систему (плазми) постиже се тек онда када брзина сваког микропроцеса постане једнака брзини одговарајућег, једнако вероватног, инверзног процеса.

Један од основних закона (расподела) који описује системе у стању термодинамичке равнотеже је Максвелова расподела честица по енергији [15]:

$$f(E) = 2\sqrt{\frac{E}{\pi}} \left(\frac{1}{kT}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \quad (4.1)$$

где је $E = mv^2/2$ кинетичка енергија честице.

Интеграцијом Максвелове дистрибуције по енергији добијамо проценат честица у одговарајућем стању, које су од интереса за наше истраживање.

$$\frac{\Delta N_{E_1, E_2}}{N} = 2\sqrt{\frac{E_1}{kT\pi}} \cdot e^{-\frac{E_1}{kT}} - 2\sqrt{\frac{E_2}{kT\pi}} \cdot e^{-\frac{E_2}{kT}} + \operatorname{erf}\sqrt{\frac{E_2}{kT}} - \operatorname{erf}\sqrt{\frac{E_1}{kT}} \quad (4.2)$$

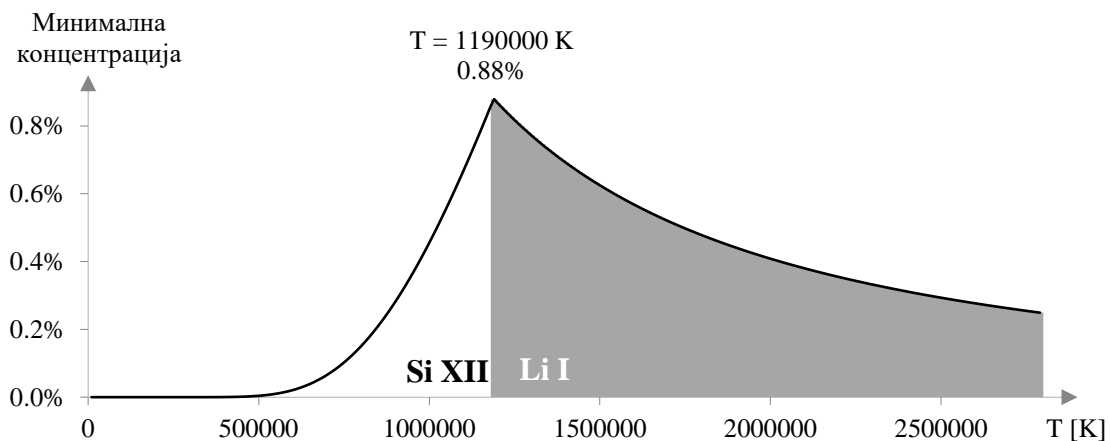
Овде је:

- $\Delta N_{E_1, E_2}$ - број честица са енергијом између E_1 и E_2
- N - укупан број честица у гасу
- $\operatorname{erf}(x)$ - функција грешке дефинисана са $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$. Ова функција

није даље решавана, јер бројни компјутерски програми омогућавају њено нумеричко решавање. Међу тим програмима је и програм Excel који се користи за добијање коначног решења ове једначине.

У плазми било ког емитера се могу наћи јони различитог јонизационог стања због Максвелове расподеле честица по брзинама, која практично описује расподелу по јонизационом стању у зависности од температуре гаса. На ниским температурама постоји велика концентрација неутрала и веома мала концентрација високо

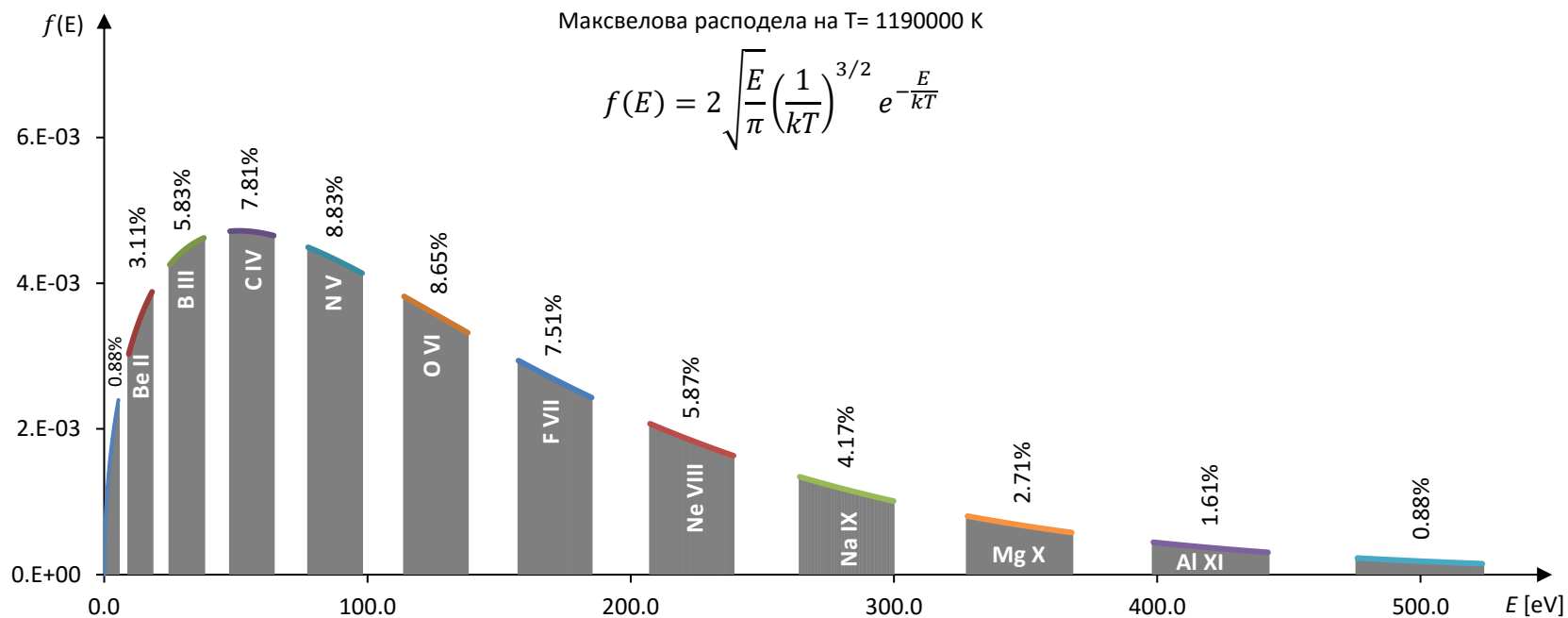
јонизованих атома, док на високим температурама постоји веома мала концентрација неутрала и велика концентрација високо јонизованих атома. Да би се избегло да концентрација неког јона буде толико ниска да се његове спектралне линије апсолутно не могу детектовати, треба наћи неку оптималну температуру на којој је максимална концентрација јона чији је удео у гасу најмањи. Процена концентрације је урађена на основу удела у Максвеловој расподели које имају честице са одговарајућом енергијом за јонизацију емитера. Као што се може видети на илустрацији (Слика 4.4), од свих чланова изоелектронског низа литијума, на температурама до $T = 1\,190\,000\text{ K}$, најмању концентрацију у свом гасу има јон Si XII , који је последњи члан испитиваног низа. На температурама преко $T = 1\,190\,000\text{ K}$, најмању концентрацију у свом гасу има неутрал Li I , који је први члан испитиваног низа. Максимална концентрација коју ова два емитера могу имати истовремено у некој смеши је 0.88%.



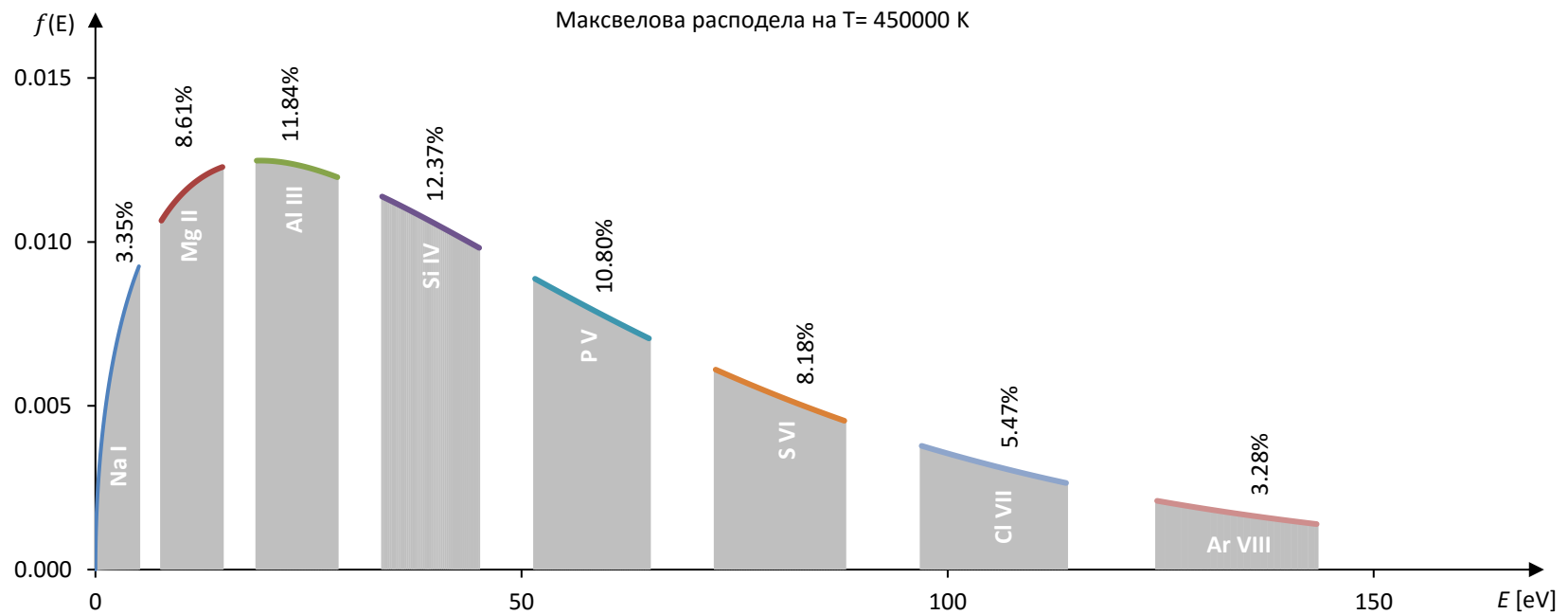
Слика 4.4 Концентрација јона са одговарајућим јонизационим стањем из литијумског изоелектронског низа, који има најмању концентрацију у свом гасу у односу на друге емитере.

Циљ ове температурне анализе је проналажење оптималних услова на којима су спектралне линије посматраних елемената изоелектронског низа најизраженије. На температурама које су мање од $T = 1\,190\,000\text{ K}$ концентрација Si XII пада испод 0.88%, док на температурама које су веће од тога концентрација Li I пада испод 0.88%. Ова концентрација је сасвим довољна за детекцију спектралних линија због величине објеката који се посматрају у астрофизици и због броја честица које се у њима налазе. Наиме, астрофизички објекти првенствено због своје величине,

садрже велики број честица, па је чак и мали проценат од тог броја довољан како би интензитет зрачења био детектабилан.

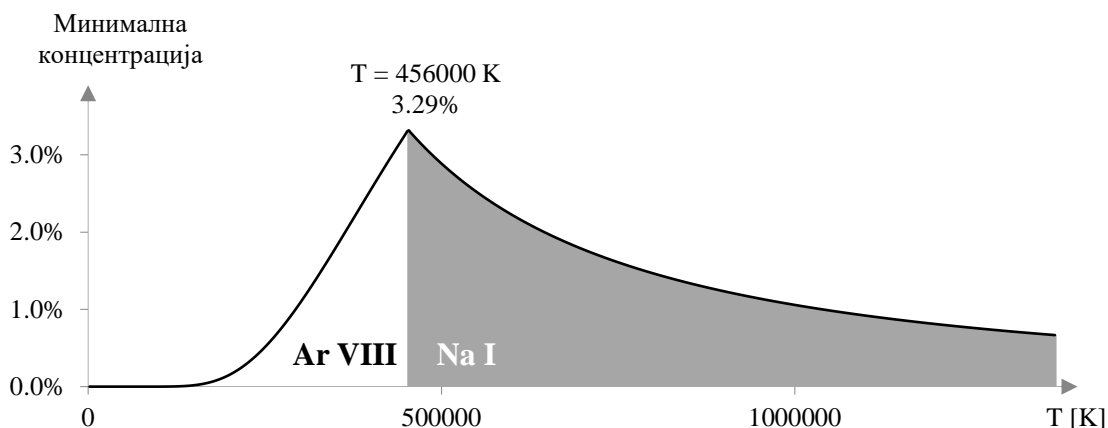


Слика 4.5 Максвелова расподела приказује вероватноћу да нека честица на температури од 1 190 000 K има одређену енергију. Сиве траке представљају распон енергије које су потребне за формирање и јонизацију појединачних јона изоелектронског низа литијума. Процентама су изражене интегралне вредности дела честица који имају довољну енергију за формирање одређеног јона, а мању енергију од оне која је потребна за додатну јонизацију тог јона



Слика 4.6 Максвелова расподела приказује вероватноћу да нека честица на температури од $456\,000 \text{ K}$ има одређену енергију. Сиве траке представљају распон енергије које су потребне за формирање и јонизацију појединачних јона изоелектронског низа натријума. Процентама су изражене интегралне вредности дела честица који имају довољну енергију за формирање одређеног јона, а мању енергију од оне која је потребна за додатну јонизацију тог јона.

Код изоелектронског низа натријума може се уочити слична тенденција као и код изоелектронског низа литијума. На температурама до $T = 456\ 000\text{ K}$, најмању концентрацију у свом гасу има јон Ar VIII , који је последњи члан испитиваног низа. На температурама преко $T = 456\ 000\text{ K}$, најмању концентрацију у свом гасу има неутрал Na I , који је први члан испитиваног низа. Максимална концентрација коју ова два емитера могу имати истовремено у некој смеши је 3.29%.



Слика 4.7 У изоелектронском низу натријума, Ar VIII и Na I су јони који имају најмању концентрацију у сопственом гасу. На ниским температурама најмање има Ar VIII , на високим температурама најмање има Na I , а на температури $456\ 000\text{ K}$ концентрација ових јона у сопственим гасовима је нешто изнад 3%.

Нормализација података

У циљу истраживања различитих регуларности Штаркових параметара, неопходно је имати прецизне теоријске и експерименталне резултате, који се онда нормализују на одређену електронску концентрацију и температуру. Нормализација на одређену електронску концентрацију се може урадити линеарним скалирањем ширине спектралне линије, због тога што Штарково ширење линеарно зависи од електронске концентрације (сем у неколико забележених примера). Са друге стране, зависност Штарковог ширења од температуре је различита за сваку линију у спектру. Због тога се температурна корекција мора урадити веома пажљиво и са посебном пажњом на сваки податак који се користи у истраживању регуларности. Примера ради, уместо у литератури широко распрострањене температурне зависности $T^{-1/2}$ за линије јонских спектра [64,49,50], мора се користити за сваку линију спектра скуп функција датих са:

$$\omega = A + BT^{-C} \quad (4.3)$$

За велики распон температура који је дефинисан са [19]:

$$10^{-2} \chi_0 \leq kT \leq \chi_0 \quad (4.4)$$

Овде су A , B , C константе, T је температура, а χ_0 је потенцијал јонизације емитера. Облик температурне зависности је предложен од стране Пурића [49].

4.4. Јединице за ширину спектралне линије

У нашем истраживању ширина спектралне линије није изражена у нанометрима или херцима, већ у радијанима по секунди. Порекло овог, наизглед чудног избора јединица за ширину спектралне линије, је у томе што је угаона фреквенција директно повезана са енергијом ($E = \hbar\omega$), а енергија је генератор промене система. Иако је правилно да се распон означава са Δ , традиционално се распон угаоних фреквенција означава са ω у складу са (4.8). У квантној механици енергија дефинише еволуцију система, чиме се описује промена стања атома, а тиме и емитовање фотона. Распон енергија које може имати фотон који напушта атом је управо ширина спектралне линије изражена преко угаоне фреквенције, до на Планкову константу \hbar .

Штаркова ширина изражена у јединицама угаоне фреквенце се веома лако трансформише у јединице таласне дужине. Овај облик је посебно погодан за изучавање регуларности Штарковог ширења због чињенице да Штарков ефекат управо модификује распон енергија које може имати излазни фотон.

Веза између ширине линије изражене у нанометрима и ширине изражене у радијанима по секунди је дата следећим изразом:

$$\omega = 2\pi c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2 - (\Delta\lambda/2)^2} \quad (4.5)$$

Овде је:

- ω – угаона фреквенција, односно ширина спектралне линије изражене у радијанима по секунди
- $\Delta\lambda$ – ширина спектралне линије изражена у јединицама дужине
- λ – таласна дужина спектралне линије изражена у јединицама дужине
- c – брзина светлости

Ово је изведено из једноставних релација за енергију електрона

$$\Delta E = E_2 - E_1 = \frac{hc}{\lambda_2} - \frac{hc}{\lambda_1} \quad (4.6)$$

$$\Delta E = hc \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) = hc \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_2 \cdot \lambda_1} = hc \frac{\Delta\lambda}{\left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2} \right) \cdot \left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2} \right)} \quad (4.7)$$

$$\Delta E = \hbar\omega \quad (4.8)$$

Овде је:

- E_1, E_2 – Енергија емитоване светлости на таласној дужини чији је интензитет једнак половини максималног интензитета зрачења спектралне линије

У нашем истраживању, Штаркова ширина ће бити изражена у јединицама угаоне фреквенце.

5. РЕГУЛАРНОСТИ ШТАРКОВОГ ШИРЕЊА

Плазма је сложен систем са великим бројем честица који се не може егзактно описати, па је значајно проналажење веза међу макроскопским параметрима плазме.

У овом делу ће бити приказани резултати проучавања регуларности Штарковог ширења. С обзиром да је акценат стављен на зависност Штарковог ширења од четири параметра (χ , Z_e , T , N_e) и резултати ће бити подељени у четири секције. Поред та четири параметра, проучавана је и зависност Штарковог ширења од других параметара, али у много мањем обиму. Сви закључци везани за то ће бити дати у посебној секцији. На крају, биће дате израчунате вредности Штарковог ширења за различите спектралне линије емитера које до сада нису мерене нити рачунате, а за које нема довољно атомских параметара да би могле бити израчунате неком другом методом, као и закључци који проистичу из утврђених регуларности.

5.1. Зависност Штарковог ширења од концентрације електрона

Може се рећи да је веза између Штарковог ширења и електронске концентрације боље испитана него веза овог ширења са другим параметрима плазме или атомским параметрима. Као што се може видети из формуле (3.6), али и из других формула

(нпр. (2.6) и (2.10)), ова веза је линеарна. Ипак, постоје изузеци од овог правила који су уочени на неким испитиваним спектралним линијама.

Табела 5.1 Вредности Штарковог ширења 2p-4d спектралне линије Li I за различите концентрације [18].

N_e [cm ⁻³]	1E13	1E14	1E15	1E16	1E17
$\Delta\lambda$ [nm]	2.45E-04	2.42E-03	2.21E-02	1.81E-01	1.28E+00

Табела 5.1 и Табела 5.2 приказују вредности Штарковог ширења на различитим концентрацијама за две спектралне линије литијума из чега се види веза те две величине није линеарна. Може се рећи да је Штарково ширење код 2p-4d прелаза на електронској концентрацији $N_e = 10^{17}$ cm⁻³ дупло мање него што би се очекивало када би ова зависност била линеарна.

Табела 5.2 Вредности Штарковог ширења 2p-6d спектралне линије Li I за различите концентрације [18].

N_e [cm ⁻³]	1E13	1E14	1E15	1E16
$\Delta\lambda$ [nm]	1.49E-03	1.32E-02	1.05E-01	7.21E-01

Сличан закључак се може извести и за 2p-6d прелаз, код којег се при 1000 пута већој концентрацији, Штарково ширење повећа око 500 пута.

Нелинеарна зависност је забележена и код других прелаза, али је одступање од линеарне зависности било знатно мање него у наведеним примерима. На наведене примере у даљој анализи регуларности Штарковог ширења мора се обратити посебна пажња.

5.2. Зависност Штарковог ширења од електронске температуре

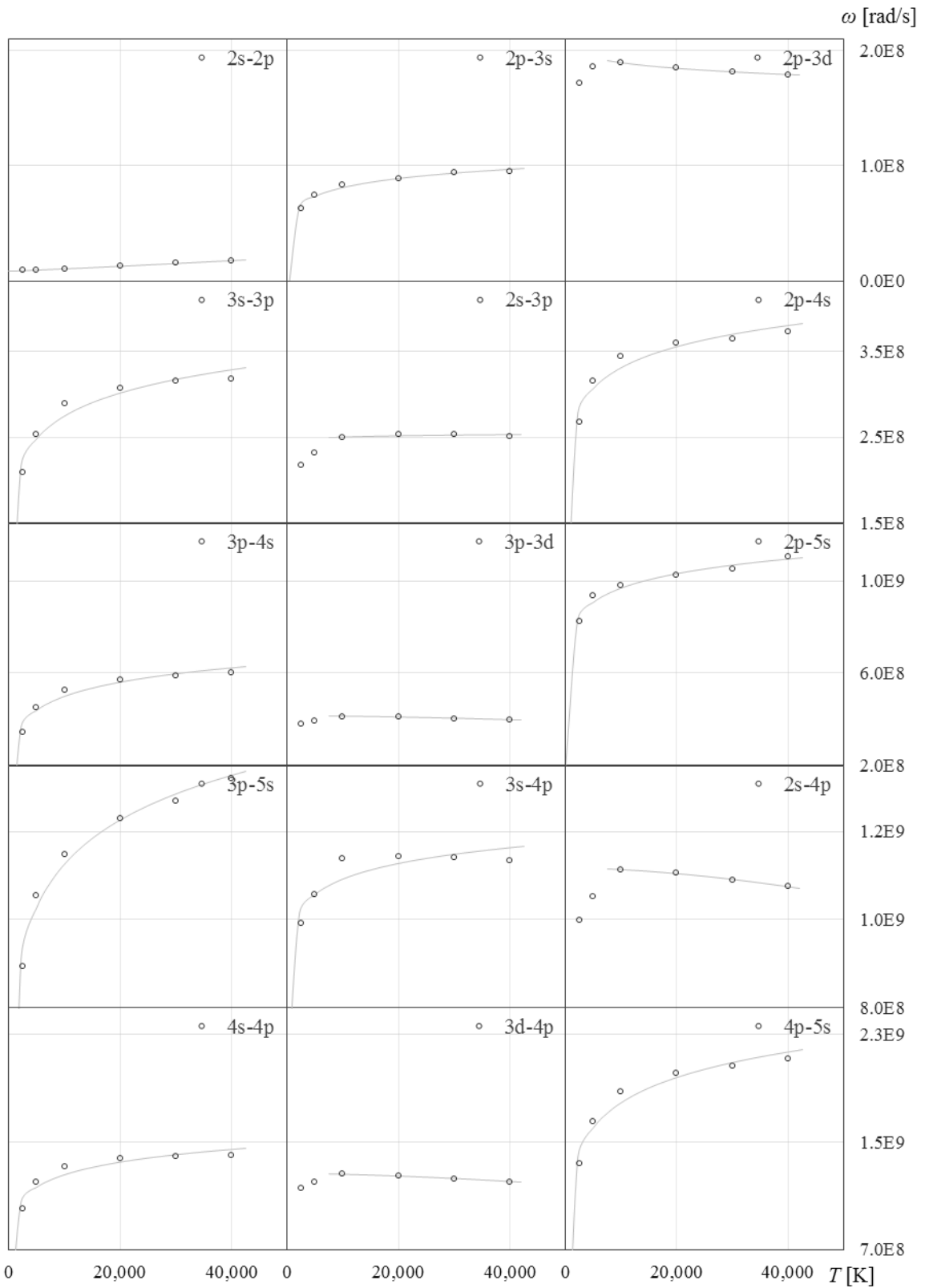
Зависност ширине линије од температуре је врло мало истражена. Главни разлог за то је чињеница да ширина спектралне линије слабо зависи од температуре. Неки аутори наводе да ширина спектралне линије опада са квадратним кореном температуре $\omega \sim T^{-1/2}$ код јонизованих емитера, али ово није увек испуњено. Она води порекло од Baranger-ове формуле за ширину спектралне линије (2.3) која спаја оптичку теорему и Bete-Vorn апроксимацију за вероватноће прелаза. Температурна зависност се имплицитно јавља у овим теоремама, а коначни резултат је то да ширина линије опада са кореном температуре.

У овом раду је испитивана температурна зависност која је предложена у радовима [121,49]. Облик температурне зависности је дат формулом (4.3):

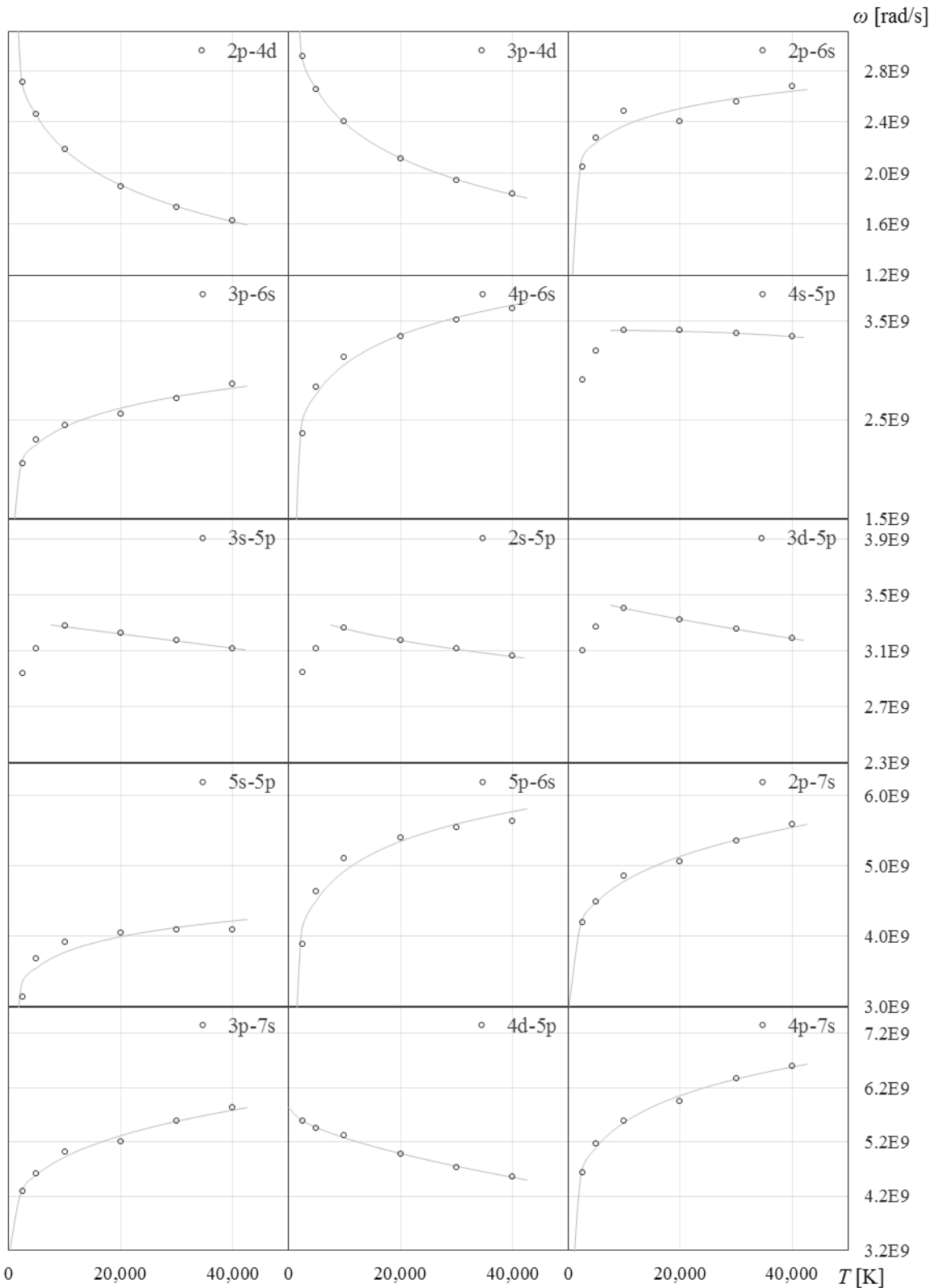
$$\omega \sim T^{-1/2} \Rightarrow \omega = A + B \cdot T^{-C} \quad (5.1)$$

Ова формула је уопштење познате температурне зависности по којој ширина опада са кореном температуре. Мана оваквог облика је првенствено у томе што је то монотона функција, а постоје примери у којима Штарково ширење има изражен максимум, односно ширина линије није само монотono опадајућа или монотono растућа функција температуре.

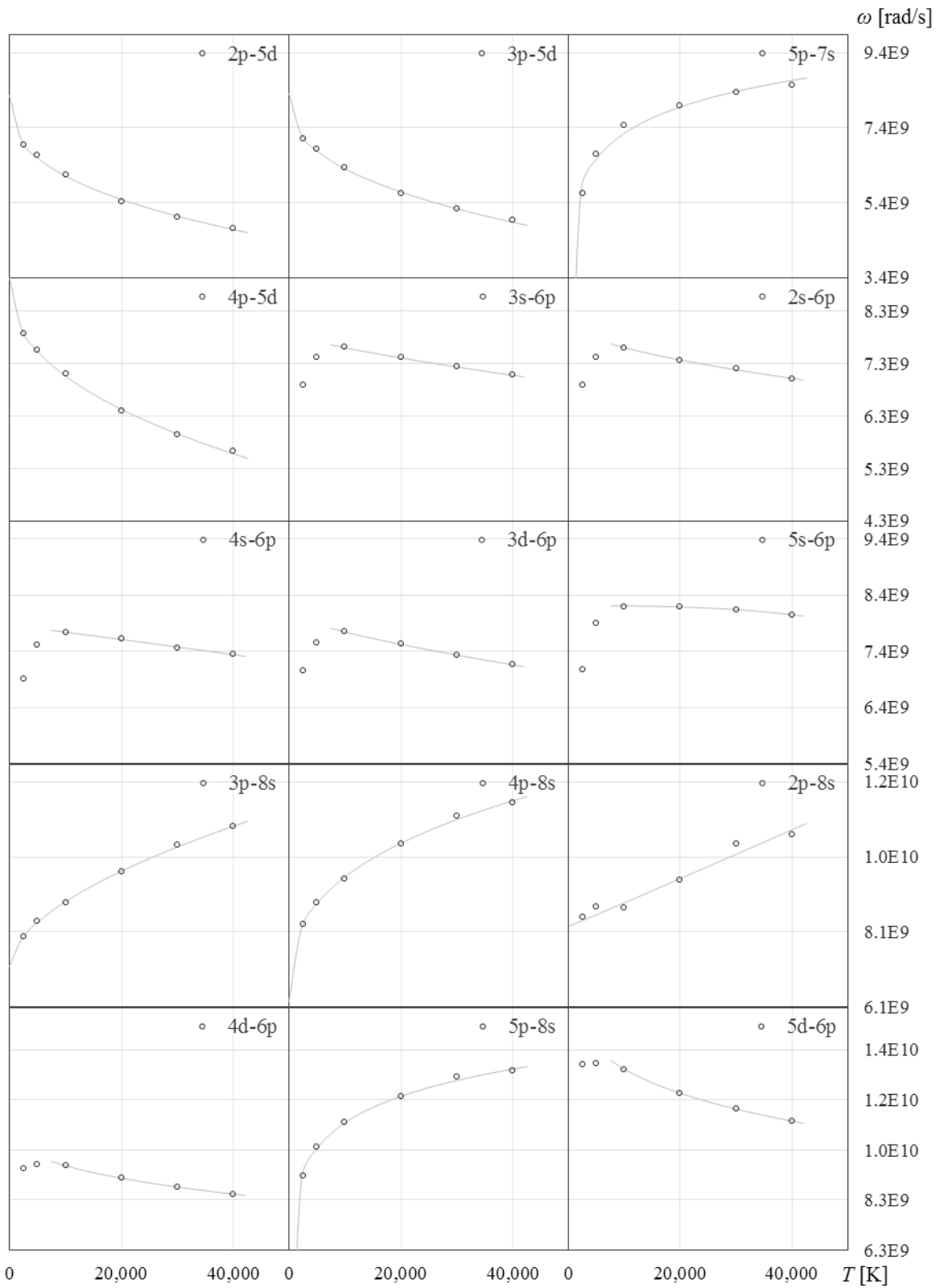
На следећим графицима се виде температурске зависности Штарковог ширења за испитане линије неутралног литијума [18]. Спектралне линије су поређане по ширини, од најмање до највеће, како би се могле упоређивати и како би имале исту графичку скалу као и друге две линије у истом реду. На неколико примера се може видети да ширина није монотона функција температуре. То је случај код: 2p-3d, 3s-4p, 2s-4p, 3d-4p, 4s-5p, 3s-5p, 2s-5p, 3d-5p, 3s-6p, 2s-6p, 4s-6p, 3d-6p, 5s-6p, 4d-6p и 5d-6p. Због великог броја примера код којих ова зависност није монотона, ово се не може сматрати грешком, већ се мора потражити објашњење за овакву зависност.



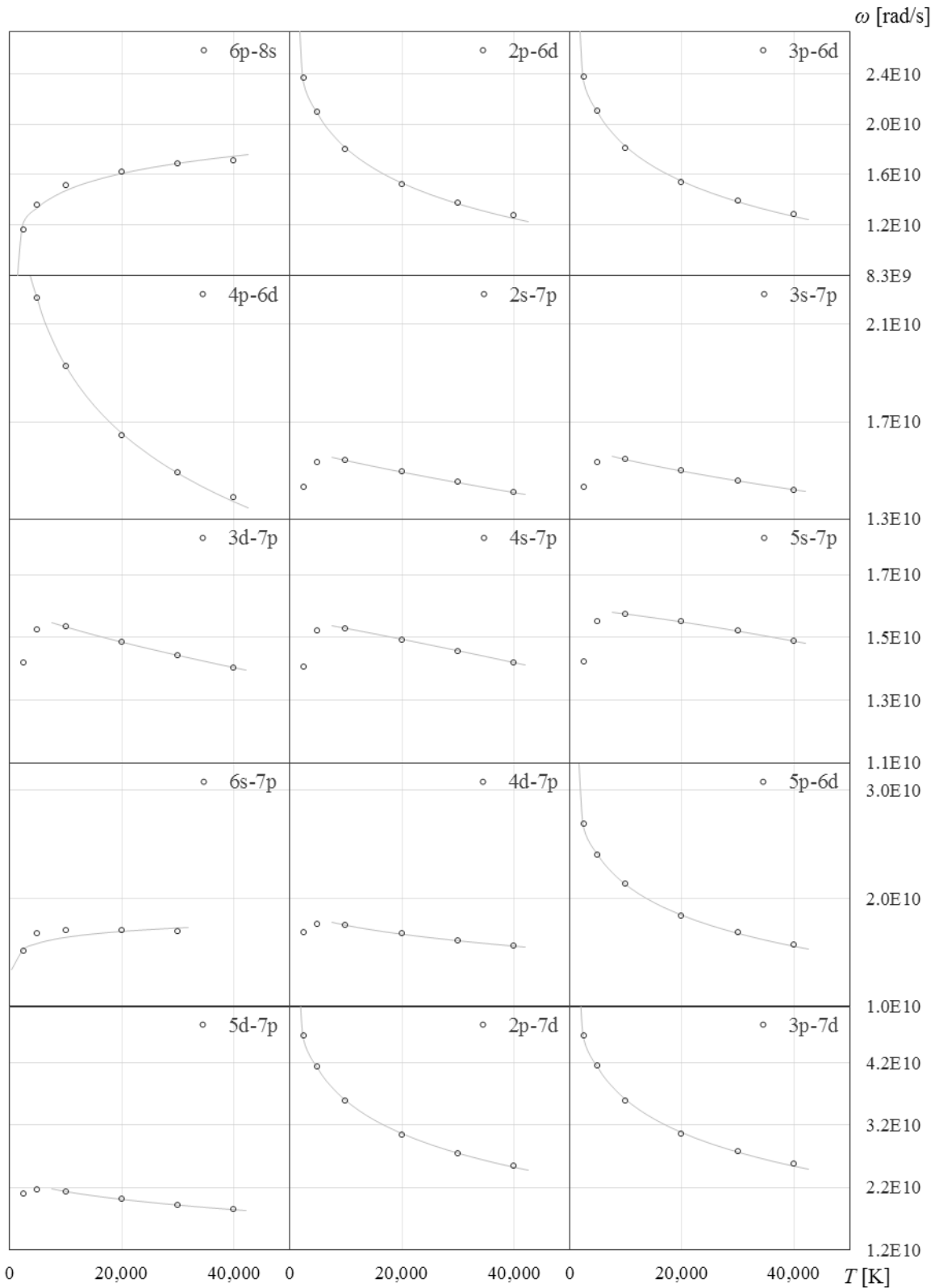
Слика 5.1 Зависност Штарковог ширења од температуре код спектралних линија Li I (I део).



Слика 5.2 Зависност Штарковог ширења од температуре код спектралних линија Li I (II део).



Слика 5.3 Зависност Штарковог ширења од температуре код спектралних линија Li I (III део).



Слика 5.4 Зависност Штарковог ширења од температуре код спектралних линија Li I (IV део).

Све поменуте спектралне линије су анализирани помоћу предложеног модела како би могли да пронађемо вредности за интерполационе и екстраполационе тачке. Резултати за Li I и Na I су дати у следећој табели.

Табела 5.3 Резултат моделовања температурне зависности Штарковог ширења спектралних линија литијума $\omega = A + B \cdot T^C$

Емитер	$\lambda(\text{nm})$	прелаз	A	B	C
Li I	242.62	2s-7p	-5.44540E+14	5.38866E+14	3.04313E-03
Li I	247.58	2s-6p	-2.61529E+14	2.62418E+14	2.01174E-03
Li I	256.31	2s-5p	-2.29592E+14	2.26856E+14	2.27566E-03
Li I	274.2	2s-4p	-2.69414E+13	2.70760E+13	3.17854E-03
Li I	323.36	2s-3p	-3.71436E+12	3.82393E+12	3.63957E-03
Li I	670.96	2s-2p	-4.31555E+14	4.31540E+14	6.86170E-06
Li I	374.77	2p-8s	8.05707E+12	4.20639E+08	8.24945E-01
Li I	383.67	2p-7s	3.79692E+11	1.59320E+12	1.10576E-01
Li I	398.67	2p-6s	-1.76981E+13	1.82897E+13	9.99816E-03
Li I	427.43	2p-5s	-7.07225E+12	7.21146E+12	1.17531E-02
Li I	497.31	2p-4s	-7.61788E+12	7.63151E+12	4.45282E-03
Li I	812.87	2p-3s	-1.24553E+12	1.22659E+12	8.50477E-03
Li I	379.61	2p-7d	-6.04469E+14	5.92294E+14	3.86237E-03
Li I	391.65	2p-6d	-4.43545E+14	4.40108E+14	2.23803E-03
Li I	413.38	2p-5d	-2.24859E+14	2.26657E+14	7.55603E-04
Li I	460.42	2p-4d	-6.28064E+13	6.26563E+13	1.99714E-03
Li I	610.53	2p-3d	-4.87156E+12	5.02597E+12	5.40396E-04
Li I	713.71	3s-7p	-4.27242E+14	4.35815E+14	1.16690E-03
Li I	758.45	3s-6p	6.79662E+12	3.25417E+10	-3.88020E-01
Li I	846.78	3s-5p	-6.74102E+13	6.88674E+13	2.25800E-03
Li I	1079.51	3s-4p	-3.23214E+13	3.28975E+13	1.66253E-03
Li I	2688.71	3s-3p	-7.84790E+12	7.77550E+12	4.77671E-03
Li I	937.93	3p-8s	7.17100E+12	1.05784E+10	5.54100E-01
Li I	995.77	3p-7s	2.86528E+12	1.96962E+11	2.54020E-01
Li I	1103.48	3p-6s	-3.51387E+11	1.18006E+12	9.43617E-02

Эмитер	$\lambda(\text{nm})$	прелаз	A	B	C
Li I	1356.09	3p-5s	-2.58265E+13	2.56489E+13	5.38156E-03
Li I	2446.97	3p-4s	-2.46543E+13	2.43249E+13	3.61125E-03
Li I	968.89	3p-7d	-5.19237E+14	5.22998E+14	1.67426E-03
Li I	1051.31	3p-6d	7.05096E+12	4.95451E+10	-1.29236E+00
Li I	1224.06	3p-5d	4.60304E+12	-1.17694E+08	8.23907E-01
Li I	1755	3p-4d	-6.27053E+15	6.27274E+15	-1.15010E-05
Li I	27954.83	3p-3d	-5.90473E+12	6.20171E+12	1.74039E-03
Li I	1006.62	3d-7p	-4.36632E+14	4.45446E+14	1.11686E-03
Li I	1097.97	3d-6p	-1.85655E+14	1.92096E+14	4.66897E-04
Li I	1293.25	3d-5p	-5.79272E+13	6.09291E+13	4.60573E-04
Li I	1928.1	3d-4p	-1.97335E+13	2.07645E+13	9.48565E-04
Li I	1611.53	4s-7p	1.45513E+13	2.25946E+11	-3.84784E-01
Li I	1859.16	4s-6p	-1.73151E+14	1.78343E+14	1.24212E-03
Li I	2497.81	4s-5p	-7.34943E+13	7.54211E+13	1.93278E-03
Li I	6861.11	4s-4p	-5.83118E+13	5.83274E+13	2.28694E-03
Li I	1954.06	4p-8s	6.07581E+12	1.66680E+11	3.30407E-01
Li I	2223.04	4p-7s	-1.76220E+12	3.06095E+12	9.44778E-02
Li I	2842.45	4p-6s	-7.86904E+13	7.78987E+13	5.28031E-03
Li I	5464.54	4p-5s	-3.63218E+13	3.56930E+13	7.12747E-03
Li I	2093.39	4p-7d	4.51804E+13	-8.02318E+11	3.11767E-01
Li I	2520.31	4p-6d	3.20936E+13	-2.95643E+12	1.77923E-01
Li I	3808.96	4p-5d	8.77959E+12	-2.90852E+10	4.43525E-01
Li I	2176.78	4d-7p	-6.26092E+15	6.28237E+15	-8.05989E-05
Li I	2654.32	4d-6p	9.68714E+12	-7.69130E+05	1.34656E+00
Li I	4180.32	4d-5p	5.82396E+12	-2.18957E+09	6.01938E-01
Li I	3427.22	5s-7p	-3.82600E+14	3.96563E+14	3.87360E-04
Li I	4781.69	5s-6p	-2.12769E+14	2.17835E+14	1.39264E-03
Li I	13965.9	5s-5p	-9.02690E+13	9.11082E+13	3.43325E-03
Li I	3888.72	5p-8s	-6.54490E+13	6.40409E+13	1.97931E-02
Li I	5122.06	5p-7s	-1.96107E+14	1.94240E+14	4.98068E-03
Li I	10287.22	5p-6s	-9.17415E+12	1.11677E+13	2.67666E-02
Li I	4482.42	5p-7d	2.78253E+14	-1.78775E+14	3.17450E-02

Емитер	$\lambda(\text{nm})$	прелаз	A	B	C
Li I	7033.54	5p-6d	2.06648E+14	-1.51599E+14	2.18219E-02
Li I	4711.62	5d-7p	-2.09499E+15	2.12411E+15	-4.45226E-04
Li I	7716.64	5d-6p	1.40388E+13	-9.72022E+07	9.64470E-01
Li I	8132	6s-7p	-3.84652E+14	3.96743E+14	1.19693E-03
Li I	8359.39	6p-8s	-1.18858E+13	1.67887E+13	5.28696E-02

Подаци о Штарковом ширењу спектралних линија натријума су анализирани у функцији температуре, а резултати су дати у табели, што омогућава рачунање Штарковог ширења на било којој температури (Табела 5.4).

Табела 5.4 Резултат моделовања температурне зависности Штарковог ширења спектралних линија натријума $\omega = A + B \cdot T^C$

Емитер	$\lambda(\text{nm})$	прелаз	A	B	C
Na I	912.08	3d-10p	-8.4064E+14	8.4279E+14	3.0620E-03
Na I	1846.53	3d-4f	1.5555E+12	-1.9996E+11	1.3058E-01
Na I	9105	3d-4p	-3.3829E+10	6.1296E+10	1.5004E-01
Na I	1703.87	3d-5p	-6.3721E+12	6.0630E+12	1.6031E-02
Na I	1230.92	3d-6p	-4.5607E+13	4.4982E+13	5.6581E-03
Na I	1067.46	3d-7p	-1.2594E+14	1.2507E+14	4.2230E-03
Na I	987.56	3d-8p	-9.6132E+13	9.5996E+13	9.0042E-03
Na I	941.44	3d-9p	-5.9198E+14	5.9234E+14	2.7232E-03
Na I	819.11	3p-3d	-1.4032E+12	1.3978E+12	8.3889E-03
Na I	568.64	3p-4d	-6.5077E+13	6.5687E+13	4.4544E-04
Na I	498.14	3p-5d	3.0109E+12	6.3348E+11	-4.1247E+02
Na I	466.75	3p-6d	1.2531E+13	-1.2020E+11	3.3481E-01
Na I	449.66	3p-7d	2.0419E+13	-4.6917E+09	6.3703E-01
Na I	439.23	3p-8d	3.1196E+13	-2.6881E+05	1.5053E+00
Na I	432.35	3p-9d	4.6051E+13	-1.5696E-05	3.5906E+00
Na I	1139.7	3p-4s	3.7587E+10	8.4574E+08	3.8285E-01
Na I	615.86	3p-5s	1.2543E+11	7.2010E+09	3.0901E-01

Эмитер	$\lambda(\text{nm})$	прелаз	A	B	C
Na I	515.19	3p-6s	2.9813E+11	2.4886E+10	3.0004E-01
Na I	475.06	3p-7s	4.7982E+11	9.8839E+10	2.6528E-01
Na I	454.42	3p-8s	-2.1360E+12	1.5991E+12	1.3376E-01
Na I	442.35	3p-9s	-1.7282E+13	1.3043E+13	6.4145E-02
Na I	249.07	3s-10p	-1.3523E+15	1.3552E+15	1.8602E-03
Na I	589.18	3s-3p	6.5608E+09	4.6072E+07	5.5208E-01
Na I	330.26	3s-4p	-2.2896E+11	1.8000E+11	8.0709E-02
Na I	285.28	3s-5p	-7.3450E+12	7.0325E+12	1.3168E-02
Na I	268.04	3s-6p	-7.6930E+13	7.5727E+13	3.9684E-03
Na I	259.39	3s-7p	-1.2670E+14	1.2595E+14	4.0581E-03
Na I	254.38	3s-8p	-9.9406E+12	1.0588E+13	5.6994E-02
Na I	251.21	3s-9p	-5.8567E+14	5.8610E+14	2.7286E-03
Na I	1789.55	4d-10p	-1.3521E+15	1.3583E+15	1.6972E-03
Na I	3639.01	4d-6p	-3.0564E+13	3.2591E+13	2.9246E-03
Na I	2505.01	4d-7p	-1.1107E+14	1.1277E+14	3.3370E-03
Na I	2105.26	4d-8p	-2.6393E+14	2.6582E+14	3.0450E-03
Na I	1906.21	4d-9p	-6.6388E+14	6.6683E+14	2.1896E-03
Na I	2337	4p-4d	2.6744E+12	-5.8553E+11	8.5947E-02
Na I	1477.6	4p-5d	4.4915E+12	-8.0207E+09	4.5822E-01
Na I	1231.8	4p-6d	1.2579E+13	-1.2095E+11	3.3304E-01
Na I	1119.5	4p-7d	4.0090E+13	-4.4444E+12	1.5228E-01
Na I	1057	4p-8d	7.1277E+13	-6.8006E+12	1.6444E-01
Na I	1638.4	4p-6s	2.8007E+11	3.8361E+10	2.8336E-01
Na I	1291.5	4p-7s	1.6342E+11	2.0226E+11	2.2198E-01
Na I	1149.5	4p-8s	-2.0907E+12	1.5470E+12	1.3846E-01
Na I	1074.5	4p-9s	-1.9371E+13	1.4844E+13	5.9924E-02
Na I	694.4	4s-10p	-1.3440E+15	1.3469E+15	1.8789E-03
Na I	2207	4s-4p	5.7594E+10	6.8097E+09	3.0934E-01
Na I	1074.7	4s-5p	-1.0229E+12	8.7434E+11	6.8634E-02
Na I	865.03	4s-6p	-3.7066E+13	3.6403E+13	6.9703E-03
Na I	781	4s-7p	-1.2550E+14	1.2459E+14	4.2651E-03
Na I	737.33	4s-8p	-2.8208E+14	2.8132E+14	3.4430E-03

Емитер	$\lambda(\text{nm})$	прелаз	A	B	C
Na I	711.3	4s-9p	-6.0063E+14	6.0105E+14	2.6696E-03
Na I	6648.94	5d-7p	6.5839E+12	-3.3949E+11	2.0334E-01
Na I	4420.87	5d-8p	-3.5274E+14	3.6163E+14	1.0592E-03
Na I	3625.82	5d-9p	-6.9899E+14	7.0894E+14	1.4543E-03
Na I	7507.51	5p-6s	-4.7754E+11	4.8065E+11	1.3786E-01
Na I	3365.87	5p-7s	-1.1106E+12	9.5002E+11	1.3435E-01
Na I	1441.75	5s-10p	-1.3094E+15	1.3125E+15	1.9251E-03
Na I	5431.83	5s-5p	-2.6692E+11	2.9145E+11	1.3884E-01
Na I	2441.41	5s-6p	-1.9860E+13	1.9035E+13	1.4473E-02
Na I	1872.66	5s-7p	-1.1081E+14	1.0954E+14	5.2748E-03
Na I	1639.88	5s-8p	-2.7153E+14	2.7063E+14	3.6875E-03
Na I	1516.53	5s-9p	-2.0563E+13	2.0899E+13	5.9732E-02

Baranger-ов метод

Посебно је занимљиво анализирати температурну зависност ширина спектралних линија које се рачунају помоћу Baranger-ове формуле из два разлога. Један је чињеница да је температурна зависност слабо истражена, а други је то што резултати који се добијају на овај начин дају добру квалитативну слику ове зависности. Узимајући у обзир процењену грешку вредности Штарковог ширења можемо констатовати да дата анализа даје сасвим задовољавајуће прелиминарне резултате.

Квантномеханички прорачуни Димитријевића [18] указују на промењиву зависност ширине од температуре код неутралних елемената. Посебно је занимљиво да код великог броја спектралних линија једноелектронских система ширине расту са температуром до 5 000 K, а након тога опадају.

Важно је истаћи да је зависност од температуре слаба, па је због тога максимална ширина спектралних линија као функција температуре слабо истражена.

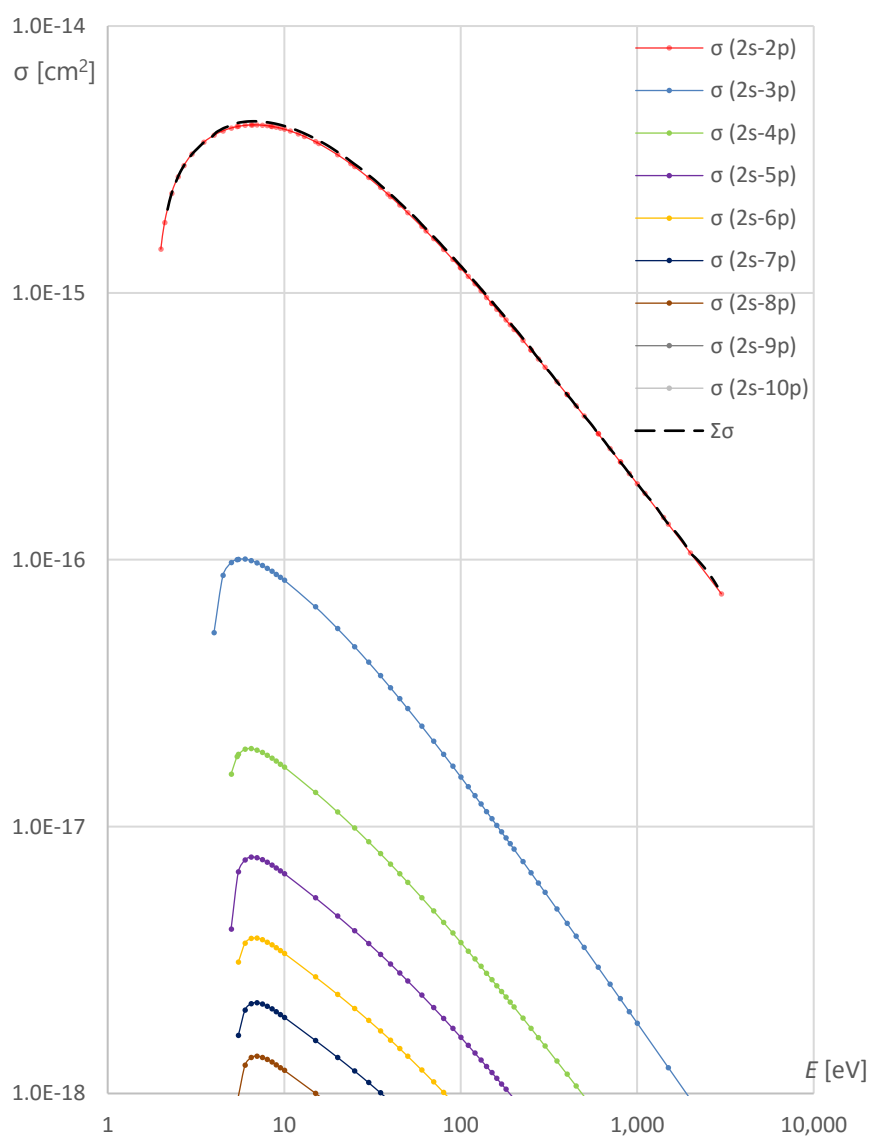
Узимајући то у обзир, температура максималне ширине, односно превојне тачке, се не може поуздано утврдити.

Полазећи од Barager-ове формуле [20]:

$$\omega = N_e \int_0^{\infty} v \cdot f_{Maxwell}(v) \cdot \left(\sum_{i'} \sigma_{i'i} + \sum_{f'} \sigma_{f'f} \right) dv + \omega_{el} \quad (5.2)$$

могуће је директно израчунати ширину спектралних линија. Овакав приступ данас је могуће извести због нових података који су доступни у базама података везаним за ефикасне пресеке за екситацију сударом са електроном.

Да бисмо израчунали ширину линије на основу Barager-ове формуле, неопходно је познавање ефикасних пресека за све дозвољене прелазе са иницијалног и финалног нивоа спектралне линије за коју рачунамо ширину. Олакшавајућа околност је чињеница да се ефикасни пресеци много разликују и да постоји један који има доминантну вредност. Ово је илустровано на следећем графику, где се види ефикасни пресек за екситацију 2s енергетског нивоа литијума услед судара са електроном (Слика 5.5). На слици је, поред ефикасних пресека за појединачне нивое, дат и укупан пресек за све прелазе. Види се да је укупан пресек за све прелазе практично исти као и доминантни пресек, који је у овом случају пресек за 2s-2p прелаз. Имајући то у виду, може се рећи да је довољно познавати ефикасни пресек за доминантни прелаз како би се израчунала ширина спектралне линије.



Слика 5.5 Ефикасни пресеци за ексцитацију електрона у Li I [122].

На јапанском сајту National Institute for Fusion Science³ [122] се могу наћи подаци о ефикасним пресецима. Поред тога извор података ефикасних пресека за ексцитацију услед судара са електронима могу бити и сајт National Institute of

³ We acknowledge the NIFS DATABASE which supplied atomic data used in this paper <https://dbshino.nifs.ac.jp>.

Standards and Technology⁴ [123] или Spectr-W3⁵ [124]. Пронађено је слагање података о ефикасном пресеку Cs I (6s-6p) [125] и Na I (3s-3p) [125] са температурном зависношћу Штарковог ширења [18].

Закључак који се може извести из анализе Varanger-ове формуле јесте да ширине спектралних линија расту до одређене температуре, а након тога благо опадају. У нашој квалитативној анализи вредност температуре на којој је ширина спектралне линије максимална варира код различитих прелаза, али се налази у опсегу од 50 000 К до 400 000 К, што је знатно више него што се добија из семикласичне теорије. Дакле, квантитативна процена температуре која одговара максималној вредности Штарковог ширења има велику грешку. Другим речима: Сматрајући да су сви подаци егзактни, на основу Varanger-ове формуле се може закључити да је температура највеће ширине на знатно већој температури од оне која се добија помоћу семикласичне теорије. Уколико се узме у обзир да подаци имају одређену грешку, односно да нису егзактни, добијамо слагање између резултата семиемпиријске формуле и Varanger-ове формуле.

Мерење ефикасних пресека се обично реализује на енергијама које су веће од енергија честица у плазми, или у неким случајевим те енергије могу бити тачно на граници употребљивости. Због тога је овај метод врло ограничен и практично неупотребљив. Међутим, у квантитативном смислу вредно је истаћи да се на основу облика функционалне зависности ефикасног пресека од енергије може закључити да температурна зависност Штарковог ширења доминантно зависи од Максвелове

⁴ This is a database primarily of total ionization cross sections of molecules by electron impact. The database also includes cross sections for some atoms and energy distributions of ejected electrons for H, He, and H₂. The cross sections were calculated using the Binary-Encounter-Bethe (BEB) model, which combines the Mott cross section with the high-incident energy behavior of the Bethe cross section. Selected experimental data are included. Electron-impact excitation cross sections are also included for some selected atoms. http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/atom_index.html

⁵ The Spectr-W3 information-reference system is realized as an online Web resource based on the factual atomic database Spectr-W3. The information accumulated in the Spectr-W3 atomic database includes the experimental, theoretical, and compiled data on spectroscopic properties of atoms and ions complemented with some data on electron-collisional cross-sections and rates. Those data were extracted from publications, special-purpose collections on atomic data, and provided directly by the authors/ The information is supplied with references to the original sources and comments, elucidating the details of experimental measurements or calculations. To date, Spectr-W3 is the largest factual database in the world containing the information on spectral properties of multicharged ions. <http://spectr-w3.snz.ru/cd.phtml>

расподеле броја честица по енергијама, а мање од ефикасних пресека, због чињенице да ефикасни пресеци имају исти облик, само им се интензитет повећава или смањује. Из анализе Baranger-ове формуле, утврђено је да ширина спектралних линија расте до максималне вредности и онда опада. Та максимална вредност се налази на температури која је грубо процењена на 100 000 K, што је знатно више од резултата који се добије на основу ширина које су рачунате помоћу семикласичне формуле и износи око 10 000 K. Иако је разлика јако велика, ако се узму у обзир грешке рачуна и слаба зависност ширине од температуре, може се рећи да резултати нису у великој контрадикцији.

Занимљиво је да се све температурне зависности Штарковог ширења могу описати јединственом функцијом са израженим максимумом. И Максвелова расподела и промена ефикасног пресека са променом енергије упадне честице задовољавају овај услов, при чему код ефикасног пресека може постојати праг за одређени процес. Утврђивање зависности Штарковог ширења од температуре биће предмет наших даљих истраживања.

5.3. Зависност Штарковог ширења од наелектрисања емитера које види електрон у прелазу

Поставља се питање да ли јонизационо стање емитера има утицаја на Штарково ширење и како се тај утицај испољава. Због тога ће у овом раду бити испитана ова зависност за скуп емитера са различитим јонизационим стањем.

Јонизационо стање је схваћено врло широко, па је испитан и утицај ефективног наелектрисања на величину ширења, које се у литератури дефинише на више начина. Један од начина дефинисања ефективног наелектрисања на основу [12] и референци које су тамо наведене:

$$Z_{eff} = 1 + \frac{Z - 1}{1.0414 + 1.36391 \cdot x^{1.22008}} \quad (5.3)$$

Овде је:

$$x = \frac{Z^{-2/3} (3 \cdot n_{eff}^2 - l_i(l_i + 1))}{2 \cdot 0.885} \quad (5.4)$$

$$n_{eff} = Z \sqrt{\frac{E_H}{E_\infty - E_i}} \quad (5.5)$$

У горњим формулама Z је наелектрисање језгра.

Ефективно наелектрисање у себи носи информацију о екранирању. Међутим, добијени коефицијент корелације Штарковог ширења и вредности ефективног наелектрисања није био задовољавајући.

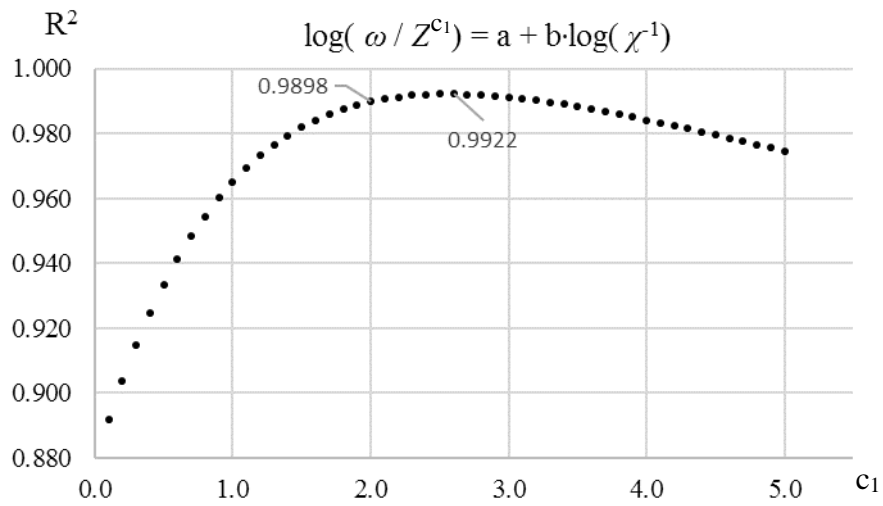
Најбољи коефицијент корелације је утврђен код везе Штарковог ширења и наелектрисања емитера које види електрон у прелазу (Z_c). Вредности овог наелектрисања су дате у наставку (Табела 5.5). Коефицијент корелације Штарковог ширења и вредности наелектрисања емитера Z_c је врло висок и детаљно је документован на следећим графицима (Слика 5.6 - Слика 5.9).

Табела 5.5 Уз дефиницију вредности наелектрисања емитера које види електрон у прелазу (Z_c).

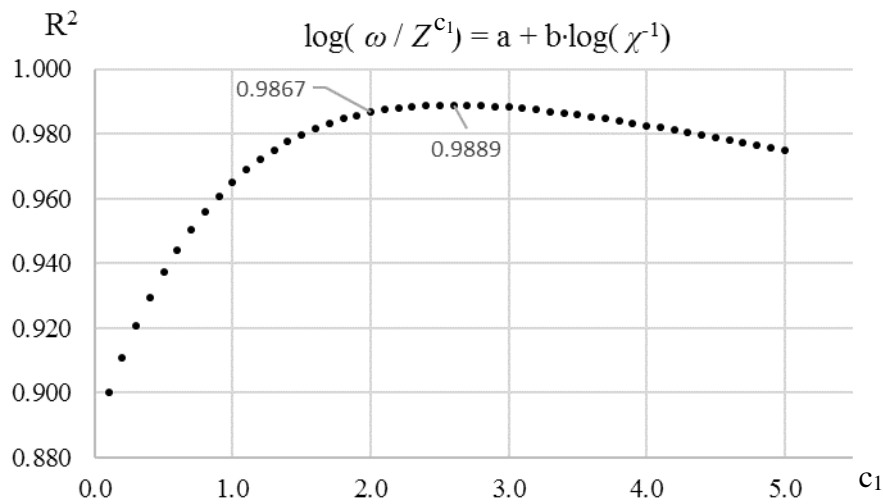
Z_c	1	2	3	4	5	6	7	8
Емитер	Li I	Be II	B III	C IV	N V	O VI	F VII	Ne VIII

Коефицијент корелације добијен коришћењем наелектрисања емитера које види електрон у прелазу у односу на ефективно наелектрисање, по свим дефиницијама које се могу наћи у литератури, је неупоредиво боље.

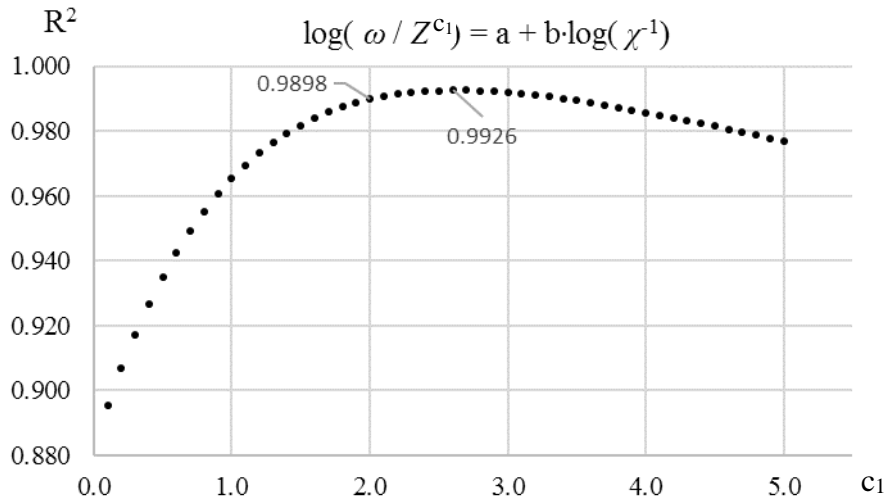
Наиме, испитивана је зависност редуковане вредности Штарковог ширења, дефинисане једначином (3.8) од реципрочне вредности потенцијала јонизације са горњег нивоа у логаритамској скали. На наведеним графицима, дата је зависност коефицијента корелације од експонента s_1 , којим се врши корекција вредности Штарковог ширења на јонизационо стање $\omega^* = \omega / Z_c^{s_1} = a \chi^{-b}$.



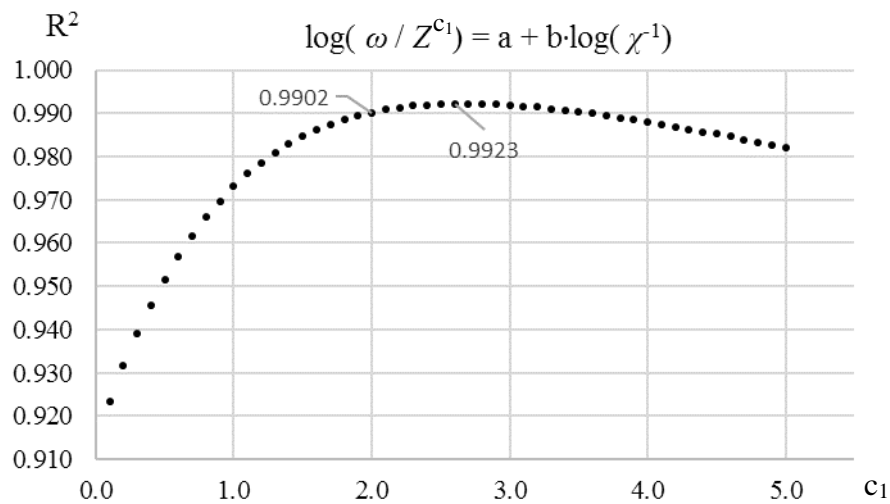
Слика 5.6 Одређивање најбољег експонента c_1 за спектралне линије 2s-пр литијумског изоелектронског низа.



Слика 5.7 Одређивање најбољег експонента c_1 за све спектралне линије литијумског изоелектронског низа.



Слика 5.8 Одређивање најбољег експонента c_1 за спектралне линије 3s-пр натријумског изоелектронског низа.



Слика 5.9 Одређивање најбољег експонента c_1 за све спектралне линије натријумског изоелектронског низа.

На основу приложених графика може се закључити да је најбољи експонент $c_1 = 2.6$ (Слика 5.6 - Слика 5.9). Ова вредност коефицијента c_1 коришћена је за корекцију свих вредности Штарковог ширења на стање јонизације емитера.

5.4. Зависност редукованог Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа прелаза

Потенцијал јонизације са горњег нивоа (χ), заједно са јонизационим стањем, даје слику атомске структуре емитера и на тај начин улази у формулу за Штарково ширење. Сем параметара који осликавају атомску структуру, важан фактор који утиче на Штарково ширење је средина у којој се емитер налази. У овом делу рада се сматра да су параметри средине константни ($N_e = 10^{22} \text{ m}^{-3}$, $T = 100\,000 \text{ K}$ или $T = 1\,000\,000 \text{ K}$), а проучава се само утицај потенцијала јонизације са горњег нивоа одговарајућег прелаза на Штарково ширење. Вредност Штарковог ширења је коригована на стање јонизације на начин описан у одељку 5.3, уз фиксирање коефицијента c_1 на 2.6.

У раду [71] је указано на чињеницу да постоји корелација између потенцијала јонизације и Штарковог ширења спектралних линија (Слика 3.4). Полазећи од тога, утврђено је да постоји аналитичка зависност облика (3.6). Направљен је алгоритам који омогућава анализу зависности Штарковог ширења у функцији потенцијала јонизације са горњег нивоа унутар различитих скупова емитера, као што је то већ напоменуто (Одељак 3.3.). Утврђено је на основу коефицијента корелације да су спектралне серије добар избор за тражење регуларности.

5.4.1. Литијумски низ

Литијумски изоелектронски низ се састоји од атома који имају три електрона и са тог аспекта је један од једноставнијих низова, па је веома погодан за квантномеханичка израчунавања. Са друге стране, проучавање регуларности таквог низа даје увид у Штарково ширење спектралних линија атома који могу бити високо јонизовани. Ово друго је врло значајно због чињенице да подаци о Штарковом ширењу високо јонизованих атома практично не постоје и због тога је потребно израчунати их. Што се тиче ниско јонизованих атома и неутралног литијума, подаци постоје у одређеном обиму, али је њихова примена знатно шири

(фузиона плазма), па додатна истраживања омогућавају јако важну проверу података.

На крају овог одељка (Слика 5.29) је приказана зависност Штарковог ширења од потенцијала јонизације са горњег нивоа прелаза свих спектралних линија које потичу из емитера литијумског низа, што само по себи испуњава задатак по којем треба пронаћи регуларност Штарковог ширења у функцији неког параметра. Ипак, прецизност одређивања Штарковог ширења за спектралне линије за које не постоје подаци се повећава када посматрамо само одређену серију. Због тога су појединачно дати резултати за различите серије емитера литијумског низа.

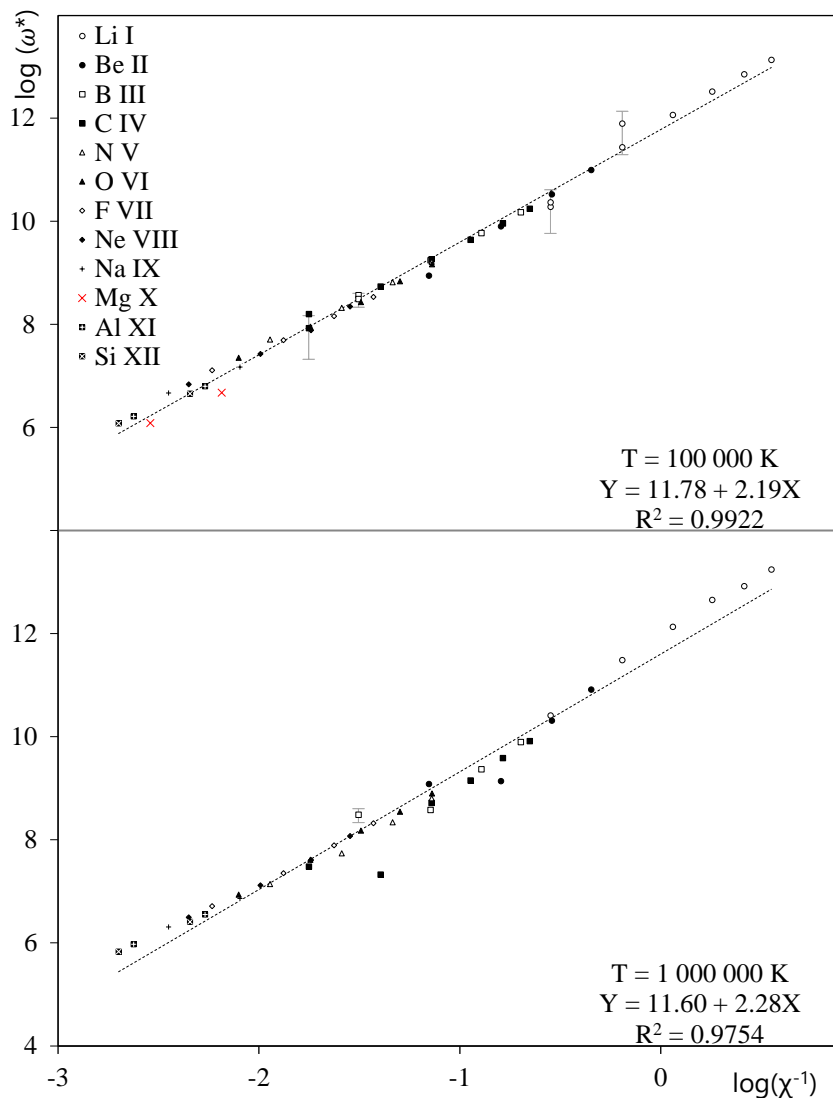
Серија 2s-пр изоелектронског низа литијума

Слика 5.10 приказује редуковану вредност Штаркове ширине спектралних линија код серије 2s-пр на две температуре. Вредности су приказане у логаритамској скали како би се могла проверити претпоставка да постоји доминантни члан у развоју по формули (3.3), што је напоменуто у раду [57]. На графику се генерално види линеарна зависност што указује на то да заиста постоји доминантан члан у развоју и да се Штарково ширење може описати формулом (3.6). Исти закључак се може извести и посматрањем осталих спектралних серија. Мала одступања од линеарне зависности указују да коефицијенти у развоју нису константни и да се морају истражити разлози због којих долази до одступања.

Црвеном бојом су истакнуте вредности Штарковог ширења за прелазе код којих тај податак није био доступан у литератури, већ је израчунат у овом раду помоћу модификоване семиемпиријске формуле. Експерименталне вредности су дате са експерименталном грешком која је уцртана на график.

На температури од 100 000 К постоје три експериментално измерене тачке које се слажу за теоријским резултатима у оквиру грешке. Што се тиче температуре од 1 000 000 К, у литератури није пронађена ниједна експериментално измерена ширина спектралне линије у таквим условима, али је пронађен податак о ширењу спектралне линије на температури која је већа од 100 000 К, па је такав податак и приказан на графику. Ширина експериментално измерене спектралне линије је

мало већа од очекиване управо због тога што је она мерена на нижој температури. Грешка овог мерења је мала, што је приказано на графику, али вредност температуре не одговара графику у потпуности.



Слика 5.10 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 2s-нр серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама, а црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

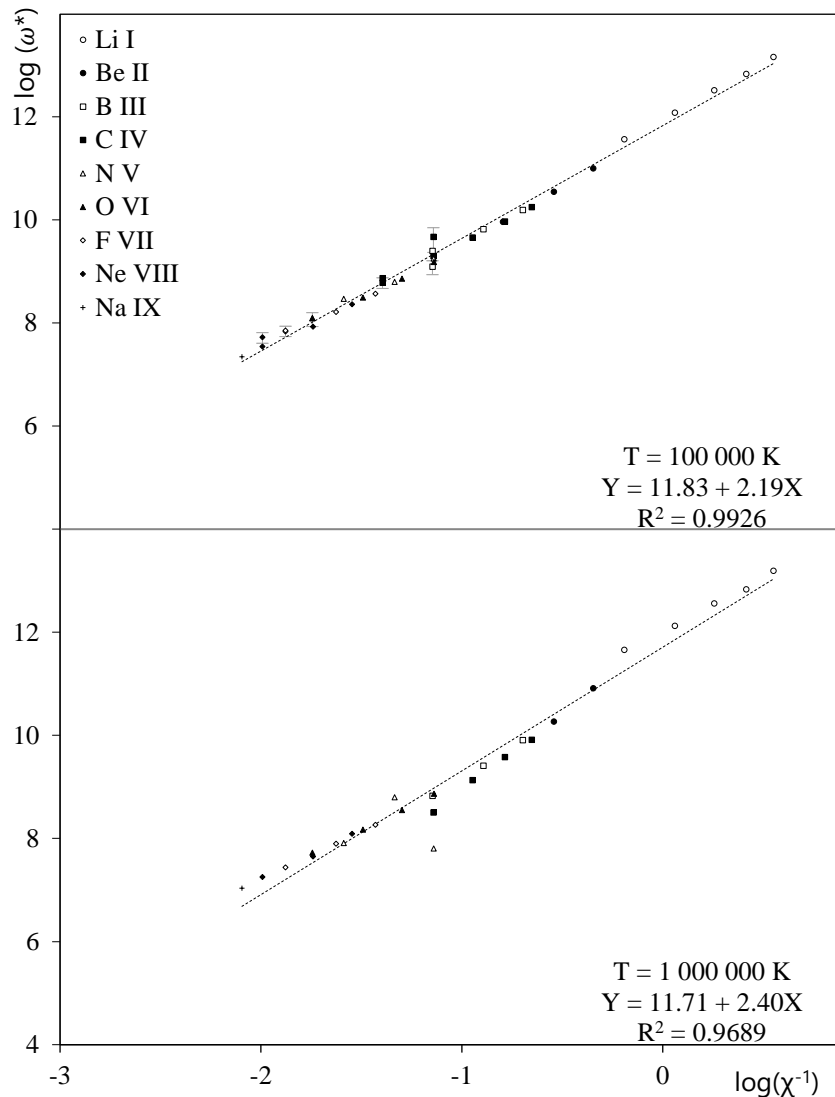
Сви емитери који припадају изоелектронском низу литијума имају мерене или рачунате линије које припадају спектралној серији 2s-нр. Регуларност Штаркових ширина у овом низу је изузетно велика, поготову ако ширине литијумских линија, које највише одступају, узмемо са дозом резерве. Овај приступ има своје оправдање

у чињеници да неутрални литијум постоји на температури $T = 100\,000\text{ K}$ у веома малој концентрацији, па практично не постоје подаци о ширини спектралних линија неутралног литијума на овим условима. Подаци који су дати на овом графику су екстраполирани подаци који се изворно могу наћи на мањим температурама, а детаљан опис ове процедуре је дат у одељку 4.3. Услови на којима се неутрални литијум обично може наћи су далеко од услова на који су нормирани остали подаци, па је због тога и грешка и одступање израчунатог Штарковог ширења неутралног литијума највећа.

Поред тога, теоријски је утврђено да код литијумских линија, ширина линије није линеарно зависна од електронске концентрације. На основу теоријских прорачуна неколико линија литијума, добијен је резултат који то показује (Одељак 5.1). Само теоријско израчунавање није довољан доказ о нелинеарности ширине и концентрације, али указује на то да ове податке треба узети са дозом резерве. Упркос томе регуларност је јасно уочљива.

Серија 3s-*np* изоелектронског низа литијума

Слика 5.11 приказује редуковану вредност Штарковог ширења код серије 3s-*np* на две температуре.



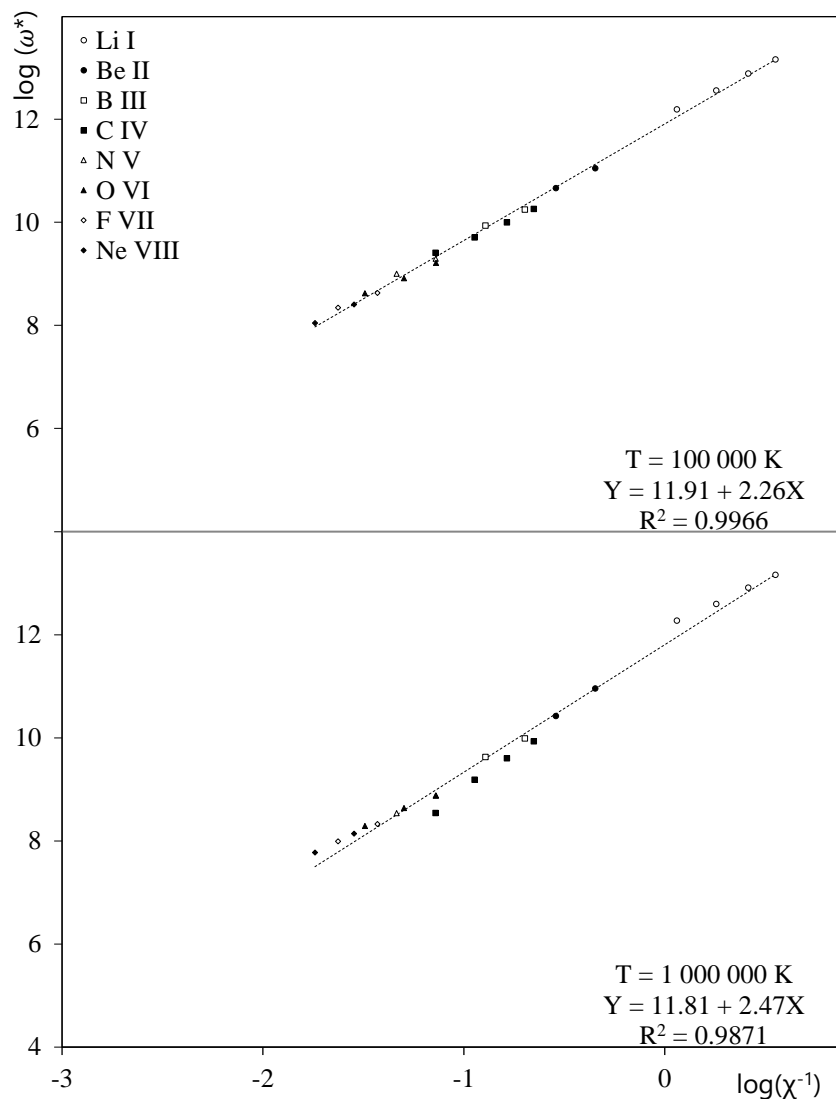
Слика 5.11 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3s-np серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Серија 3s-np нема спектралне линије високо јонизованих атома изоелектронског низа. Због тога је њена поузданост предикције мања, иако коефицијент корелације сугерише изузетно велику регуларност и поузданост. Подаци добијени теоријским израчунавањима показују директну зависност од потенцијала јонизације са горњег нивоа. Постоји чак пет прецизно измерених вредности Штарковог ширења које имају незанемарљиво одступање. Из тога је могуће извести један од два закључка:

- I. Први је да регуларности нису потврђене и да се овај метод не може искористити.

II. Други је да се управо овај метод може користити за верификацију података и да се на овај начин може лако пронаћи податак који одступа од укупног тренда. Он се мора проверити теоријски и експериментално. Уколико се утврди да је начињена грешка, она се мора исправити. Ако се утврди да је одступање оправдано, онда се те тачке свесно изузимају из регуларности, како не би промениле генерални тренд, а истовремено се тражи и разлог одступања (не постојање блиских пертурбујућих нивоа и слично).

Серија 4s-пр изоелектронског низа литијума

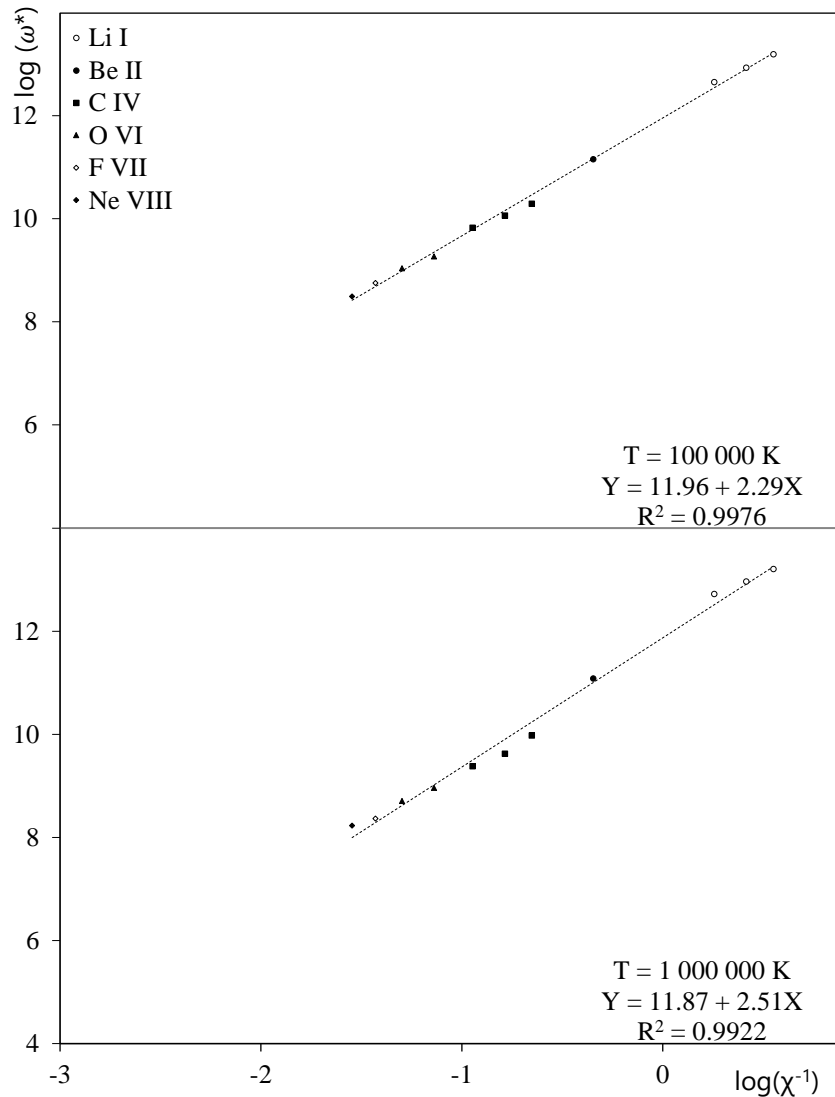


Слика 5.12 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4s-пр серију изоелектронског низа литијума.

Серије код којих је доњи ниво са све већом енергијом имају све мање података. Прелази виших нивоа захтевају веће енергије побуде, што представља често велику препреку за лабораторијске изворе плазме, који се користе у процесу мерења ширине спектралних линија. У овој серији има 21 спектрална линија која потиче од 5 различитих емитера, што је довољно да би се са великом поузданошћу могла одредити Штаркова ширина спектралних линија које до сада нису мерене због

поменутих проблема, нити рачунате због недостатка неопходних параметара (Слика 5.12).

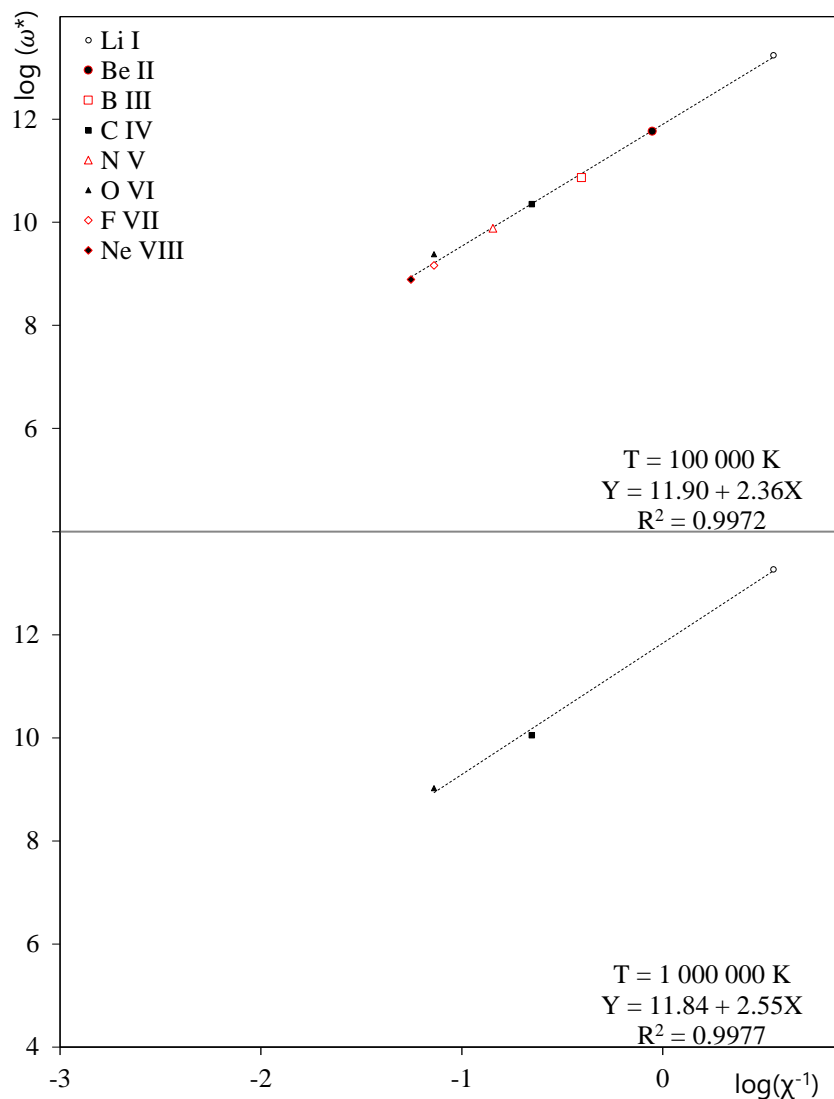
Серија 5s-*np* изоелектронског низа литијума



Слика 5.13 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5s-*np* серију изоелектронског низа литијума.

Занимљиво је приметити да се, без обзира на то што се скуп спектралних линија мења, коефицијенти правца не мењају значајно. Одсечак на Y-оси је приближно 12, а коефицијент правца је мало већи од 2 (Слика 5.13).

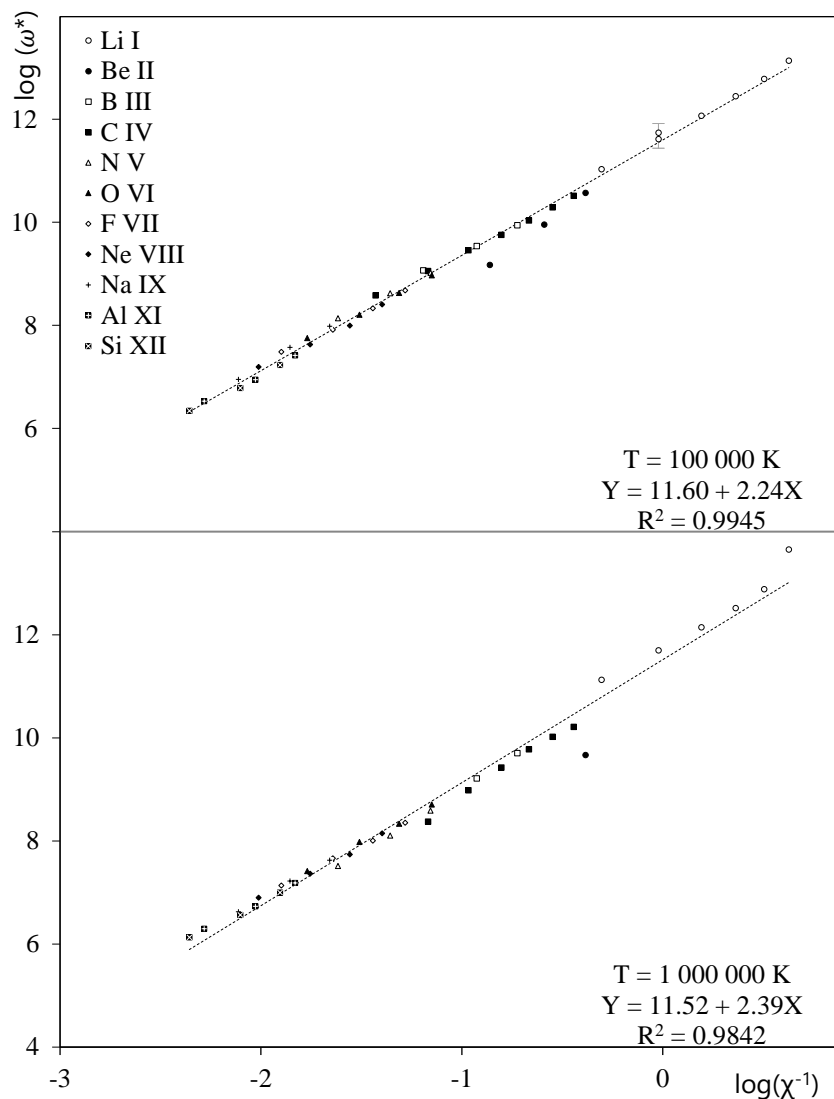
Серија 6s-нр изоелектронског низа литијума



Слика 5.14 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 6s-нр серију изоелектронског низа литијума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

У литератури постоје подаци о само три спектралне линије серије 6s-нр (Слика 5.14), па је серија допуњена са пет спектралних линија чије су ширине израчунате у овом раду и које су означене црвеном бојом. Коefицијент правца и одсечак на Y-оси се поклапају са истим параметрима у другим серијама, што само додатно потврђује закључке о регуларности.

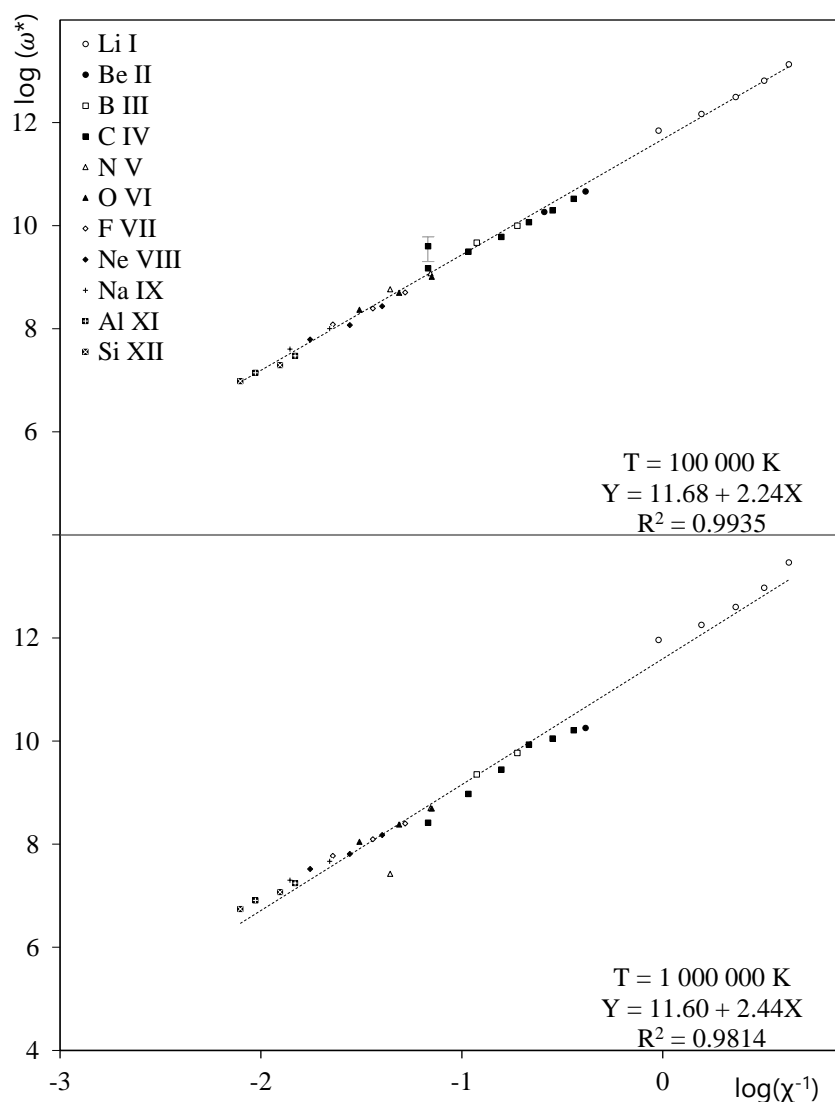
Серија 2p-ns изоелектронског низа литијума



Слика 5.15 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 2p-ns серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Серија 2p-ns такође има добру регуларност и коефицијент корелације. Од доброг тренда одскачу само три линије берилијума (Слика 5.15). Због сумње да је по среди систематска грешка, ове спектралне линије нису узете у обзир приликом рачунања параметра фита. Експериментални подаци су у границама експерименталне грешке и слажу се са општим трендом.

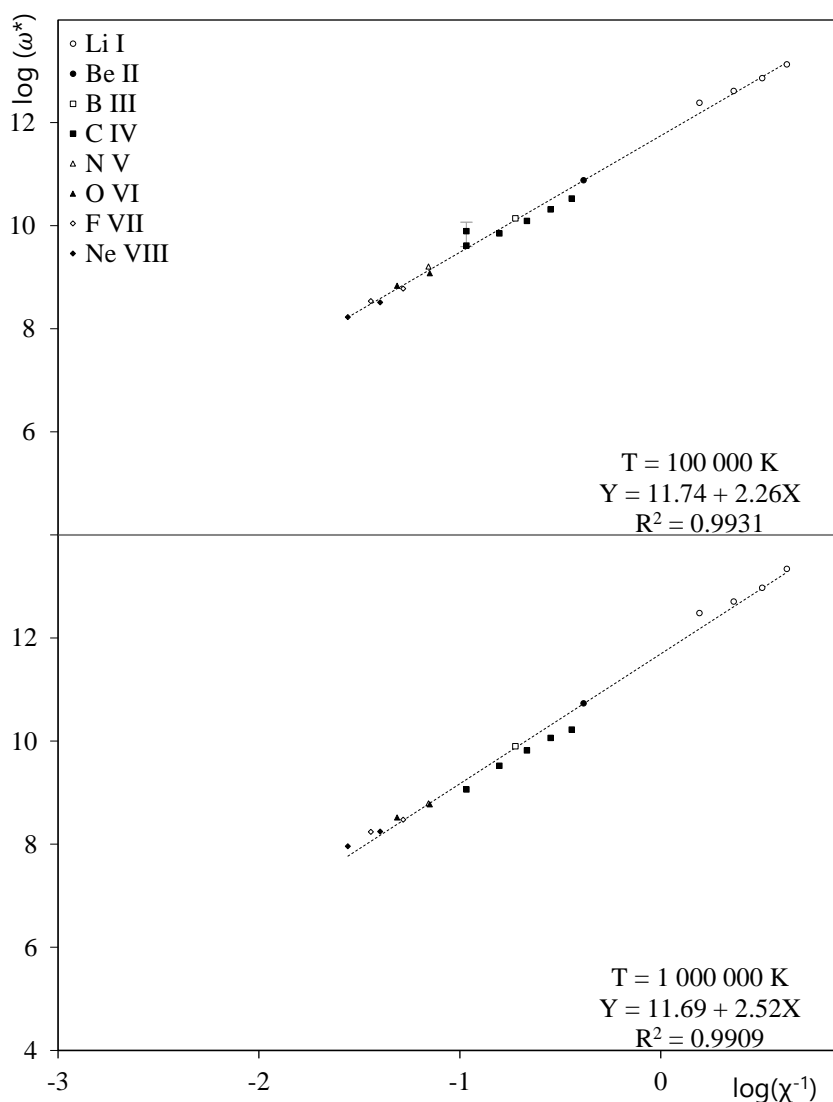
Серија 3p-ns изоелектронског низа литијума



Слика 5.16 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3p-ns серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Прикупљено је 34 података о Штарковом ширењу спектралних линија 3p-ns серије литијумског изоелектронског низа. Већина су добијени теоријским прорачунима, док је само једна добијена експериментално. Експериментално добијени резултат за Штарково ширење спектралне линије угљеника је приказан на графику са црним квадратом којем је придодата и грешка мерења (Слика 5.16). Теоријски подаци су приказани симболима, без ознаке за грешку.

Серија 4p-ns изоелектронског низа литијума



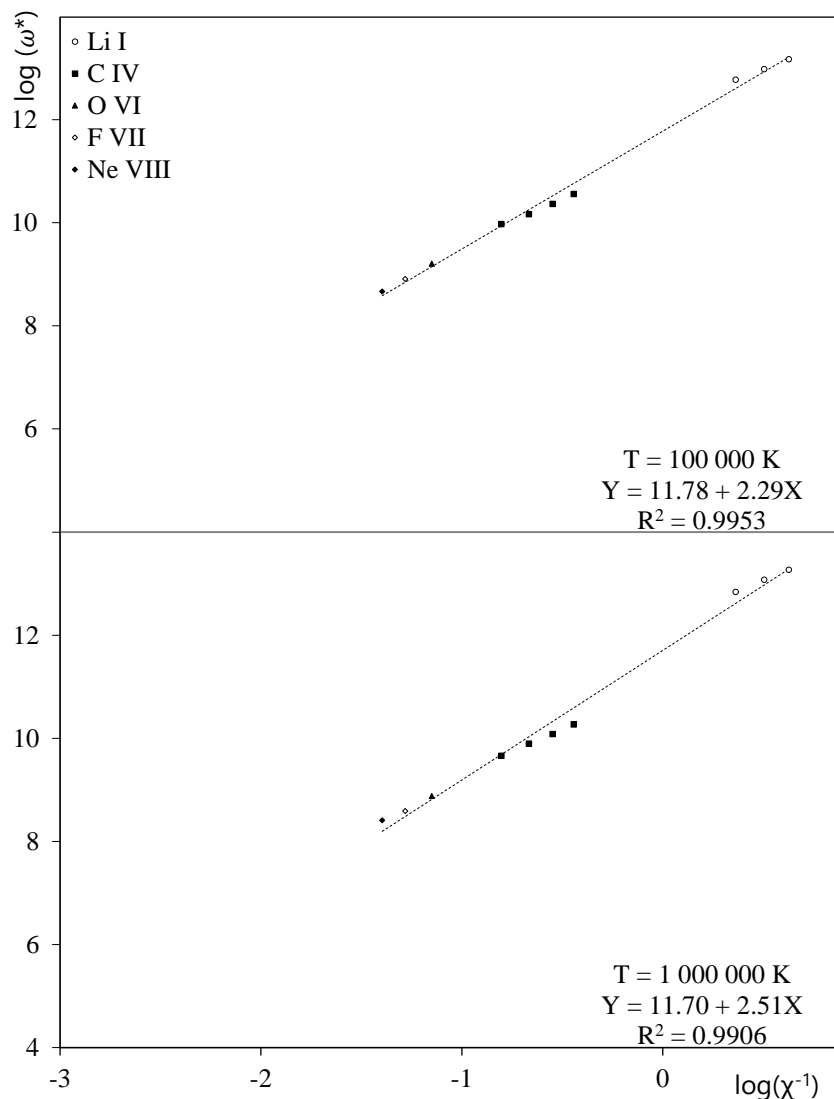
Слика 5.17 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4p-ns серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

У серији 4p-ns постоји само једна експериментално измерена тачка (Слика 5.17). Регуларности се због тога утврђују на основу теоријских података, а експериментални податак се користи за проверу резултата. У овом случају слагање постоји, али резултати су на самој граници грешке.

Серије које имају само један податак о спектралним линијама нису приказане, јер практично не могу генерисати правац и због тога се не могу одредити вредности

ширења оних линија те серије за које не постоје подаци, што је један од циљева ове анализе. Те серије су: 6s-np, 6p-ns, 6p-nd и 6f-np.

Серија 5p-ns изоелектронског низа литијума

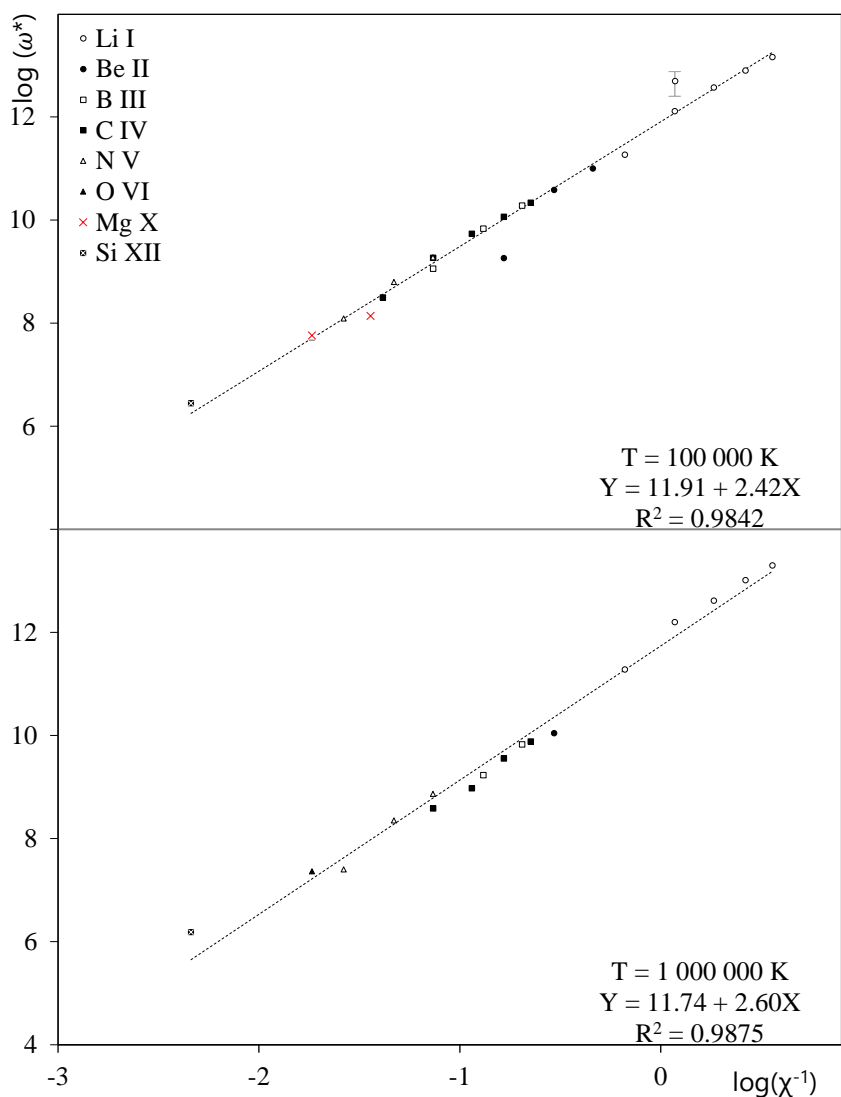


Слика 5.18 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5p-ns серију изоелектронског низа литијума.

У серији 5p-ns се по малом броју података поново види да лабораторијски извори плазме немају довољну енергију да ексцитују атоме довољно за снимање спектралних прелаза са горњих енергијских нивоа или су њихови интензитети у зрачењу лабораторијских плазми веома мале (Слика 5.18). Иако су у овом раду

искоришћени подаци практично свих аутора који су мерили Штарково ширење у последњих 40 година, не постоји ниједан експериментално измерен податак за ову серију.

Серија 2p-nd изоелектронског низа литијума

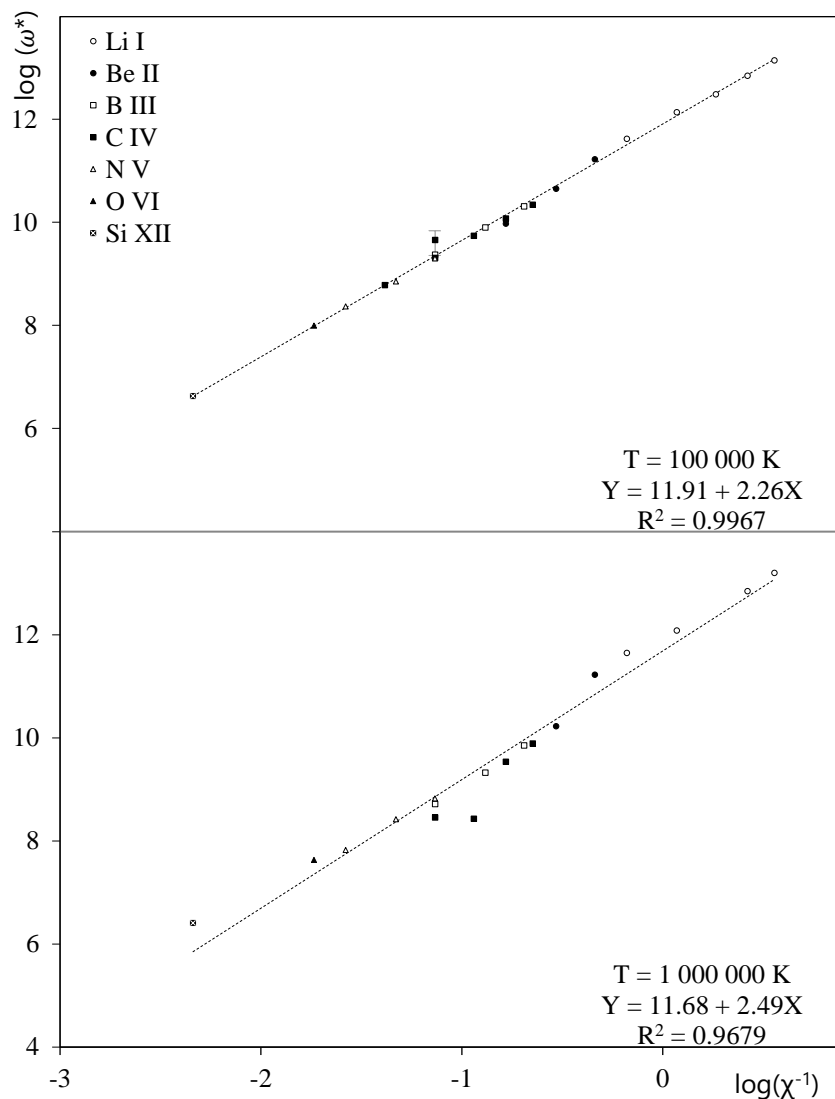


Слика 5.19 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 2p-nd серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама, а црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

И у серији 2p-nd Штарково ширење берилијумске спектралне линије има знатно нижу вредност од тренда који показују остале линије у серији (Слика 5.19). Та тачка

није узета у обзир приликом рачунања коефицијента правца због сумње да постоји систематска грешка у рачуну. Линије магнезијума су, за разлику од већине теоријски добијених резултата, рачунате преко модификоване семиемпиријске формуле. Види се да постоји јако добро слагање, без обзира на метод којим се рачуна Штарково ширење.

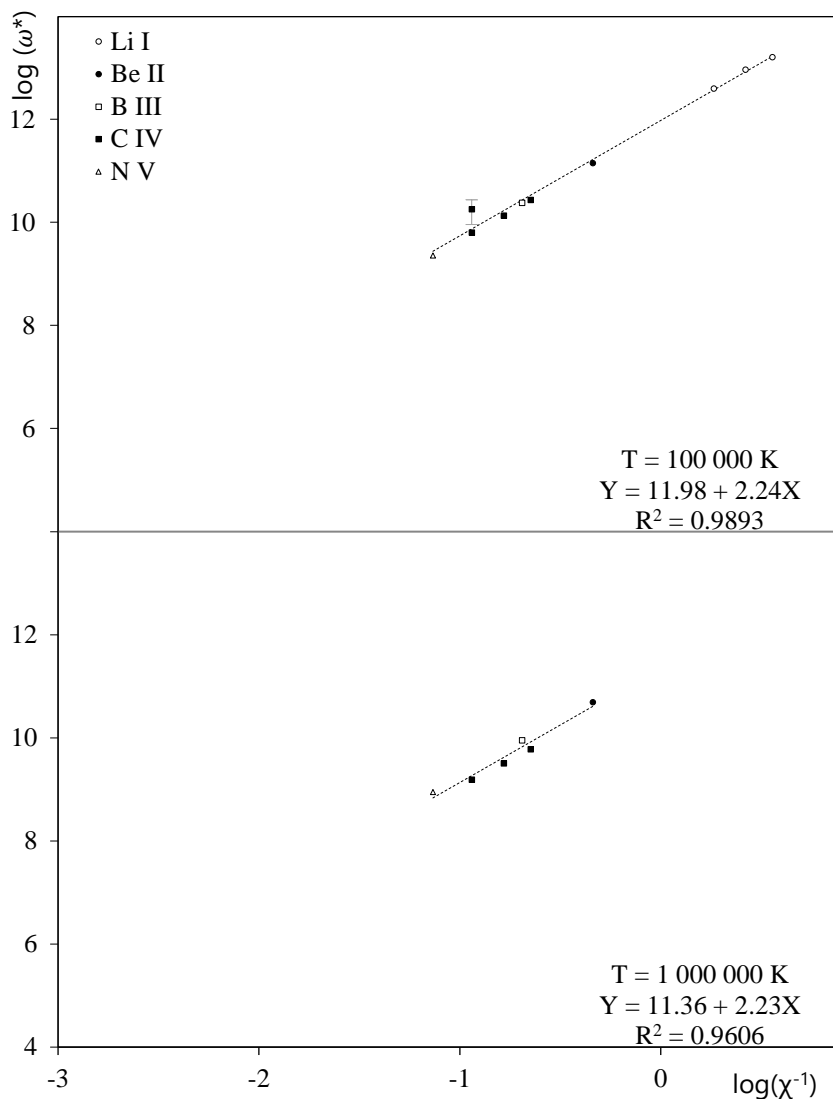
Серија 3p-nd изоелектронског низа литијума



Слика 5.20 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3p-nd серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Серија 3p-nd омогућава изузетно поуздане предикције Штарковог ширења (Слика 5.20). Висок коефицијент корелације, велики број података и слагање теоријских и експерименталних резултата у оквиру грешке доприносе поузданости целог поступка.

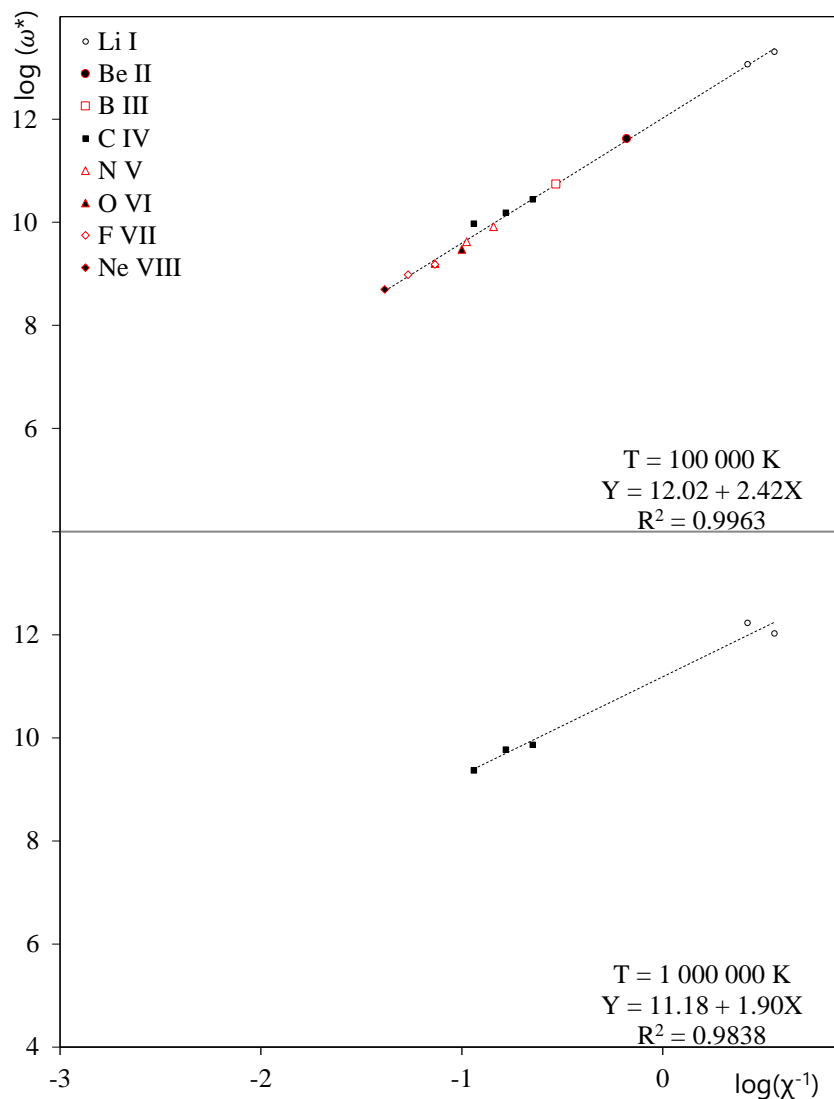
Серија 4p-nd изоелектронског низа литијума



Слика 5.21 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4p-nd серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Највећи број података је за неутрални литијум. Ово је такође последица ниских енергија које се практично добијају у лабораторијским плазмама. Ниске енергије нису само препрека за мерење Штарковог ширења спектралних прелаза високих енергија, већ и за добијање атомских параметара који се користе у теоријском рачунању Штарковог ширења. Изузетак од овог правила је угљеник за који постоји велики број података (Слика 5.21).

Серија 5p-nd изоелектронског низа литијума

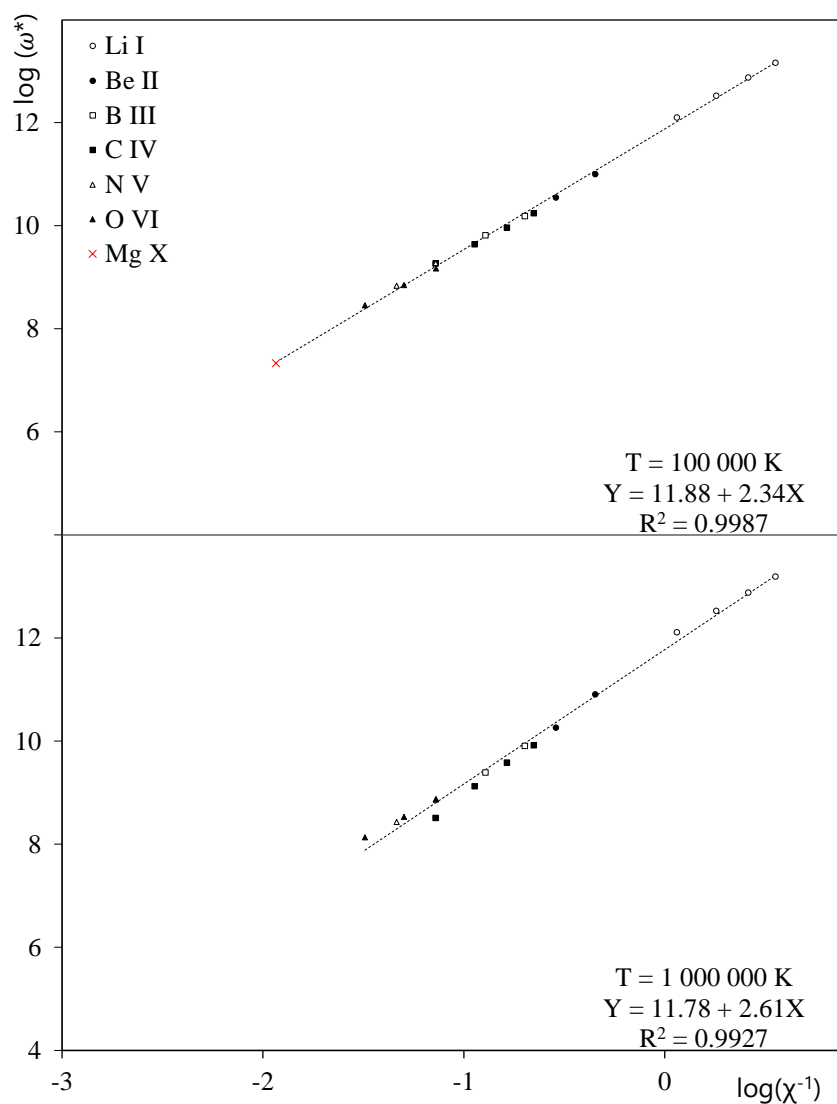


Слика 5.22 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5p-nd серију изоелектронског низа литијума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Серија 5p-nd садржи податке о само два елемента, неутралном литијуму и троструко јонизованом угљенику (Слика 5.22). Распрострањеност угљеничних једињења је разлог због којег постоји тако велики број података за спектралне линије угљеника. Електроде, које су саставни део извора лабораторијске плазме, често су израђене од угљеника, па се због тога линије угљеника појављују веома често и бивају измерене и евидентирани. Поред тога, један од метода добијања плазме одређеног елемента се састоји од урањања електроде у раствор које садржи

жељени елемент. Након ослобађања енергије кроз електроде, она разара молекуле, ексцитује атоме и ствара жељени спектар. И у овом случају, због распрострањености угљеничних једињења, често се појављује и спектар угљеника.

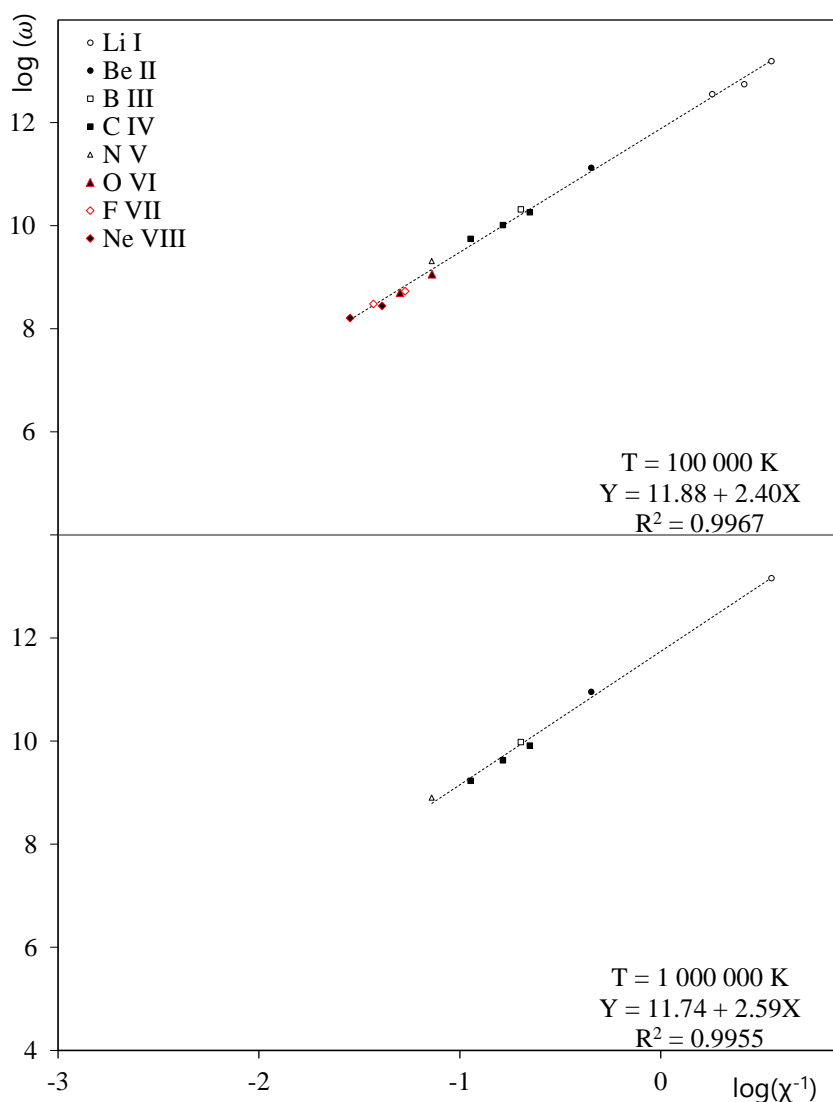
Серија 3d-пр изоелектронског низа литијума



Слика 5.23 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3d-пр серију изоелектронског низа литијума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Серија 3d-пр има коефицијент корелације $R^2 = 0.9987$ (Слика 5.23). Тако висока корелација потврђује да је коефицијент у развоју A_2 практично константан. Његова вредност је $A_2 = 7.58 \cdot 10^9$.

Серија 4d-*np* изоелектронског низа литијума

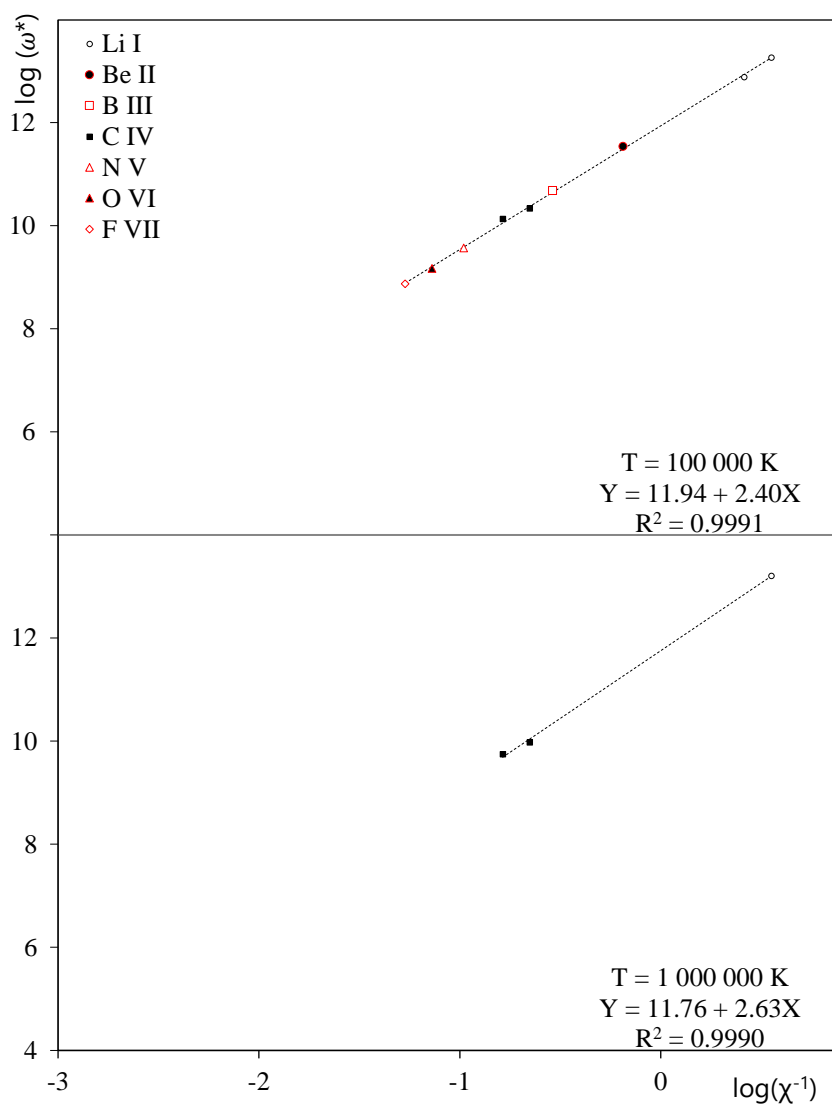


Слика 5.24 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4d-*np* серију изоелектронског низа литијума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Серија 4d-*np* има мали број података о ширењу спектралних линија који се могу наћи у литератури (Слика 5.24). Због тога је ова серија допуњена подацима који су израчунати у овом раду на основу модификоване семиемпиријске формуле. Подаци који су добијени на овај начин се слажу са подацима из литературе који су добијени помоћу семикласичне теорије. Регуларности су јасно уочљиве, што омогућава

прецизно одређивање ширине линија из ове серије које се не могу рачунати другим методама (Одељак 3.2)

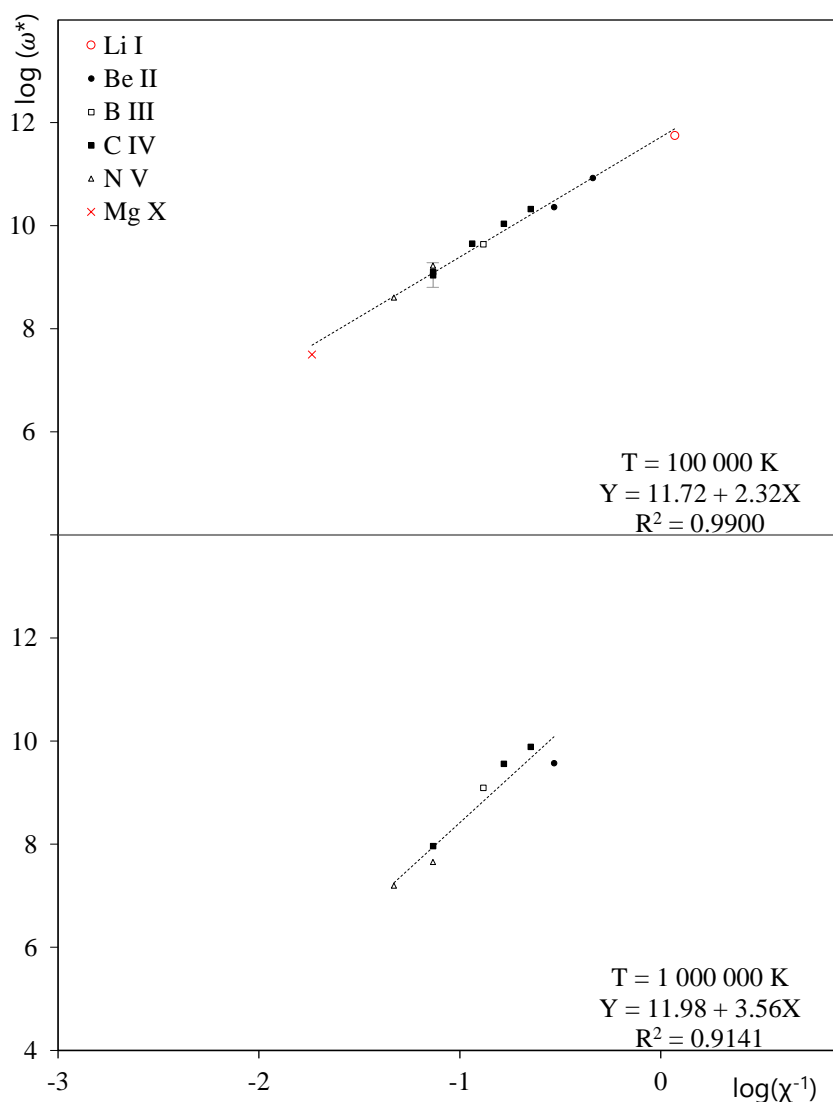
Серија 5d-*np* изоелектронског низа литијума



Слика 5.25 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера на log-log скали за 5d-*np* серију изоелектронског низа литијума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Серија 5d-*np* у себи има пет тачака које потичу од спектралних линија литијума, угљеника и магнезијума (Слика 5.25). Коефицијент корелације је $R^2 = 0.9991$, што представља најбоље слагање међу серијама које су анализирале. Серије 6d-*np* и 7d-*np* неће бити приказане графички, јер садрже само по један податак.

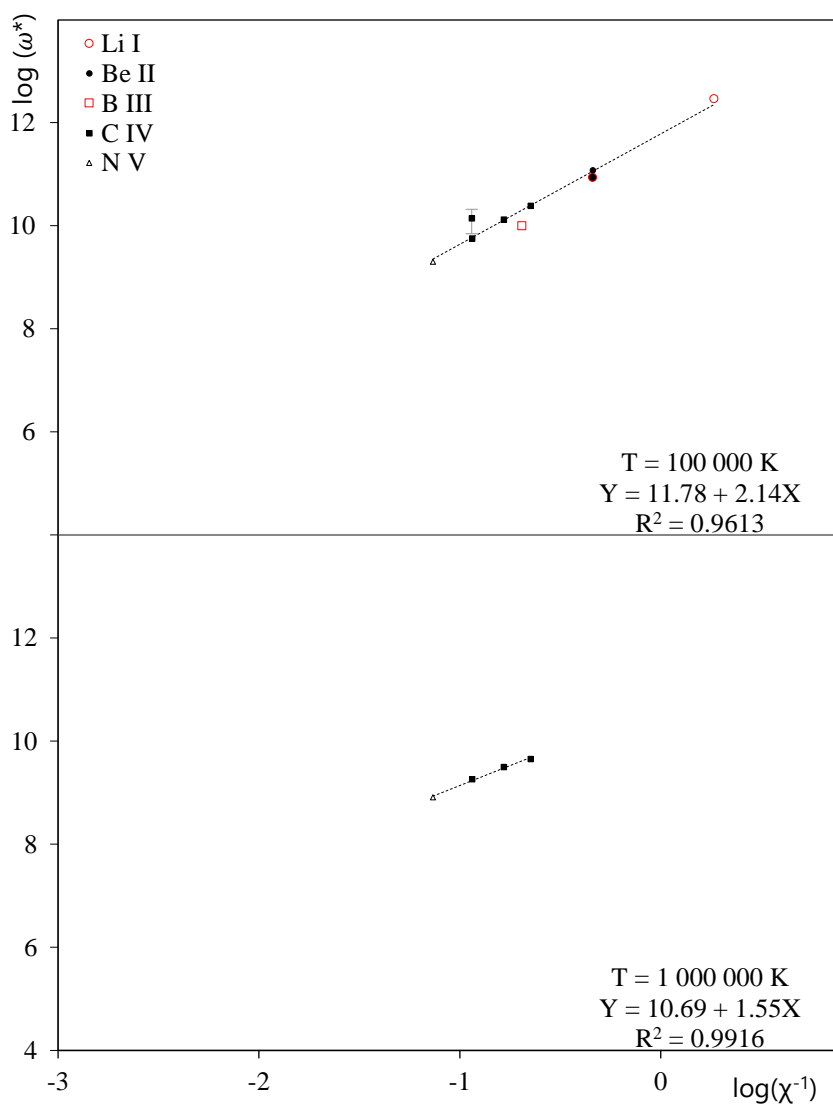
Серија 3d-nf изоелектронског низа литијума



Слика 5.26 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3d-nf серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама, а црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Серија 3d-nf потврђује регуларности на температури од 100 000 К, док на температури од 1 000 000 К коефицијент корелације значајно пада, а коефицијенти правца значајно одступају од вредности које се очекују на основу података за друге серије (Слика 5.26). Ово може бити због много разлога, али највећа сумња је на температурној зависности по којој се ради нормализација података. Управо због тога, температурна зависност Штарковог ширења захтева додатно истраживање.

Серија 4d-nf изоелектронског низа литијума

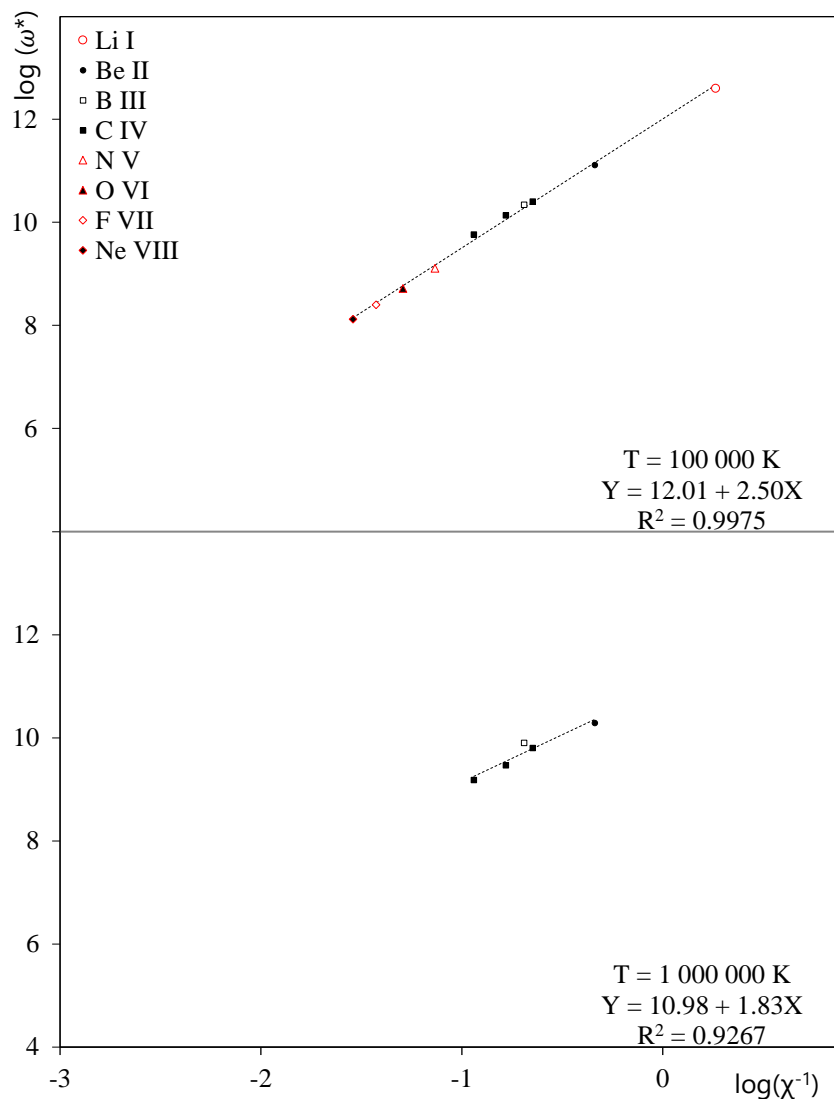


Слика 5.27 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4d-nf серију изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама, а црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Серија 4d-nf, као и већина других серија, показује добро слагање са предложеним моделом (3.6) на нижој температури (Слика 5.27). На вишој температури постоји мали број података, па се ове регуларности не могу искористити за прецизна одређивања Штарковог ширења.

Серије 5d-nf, 6d-nf, 5f-nd, 4f-ng и 5f-ng неће бити приказане графички због тривијалног броја података, али ће бити узете у обзир приликом рачунања параметара фита целог изоелектронског низа. Број података је тривијалан, са аспекта испитивања регуларности, када је мањи од три. Ово је због тога што било која два податка дају правац чија је мера слагања са подацима $R^2 = 1$, а права информација о мери слагања не постоји. У случају само једног податка, никаква регуларност се не може утврдити

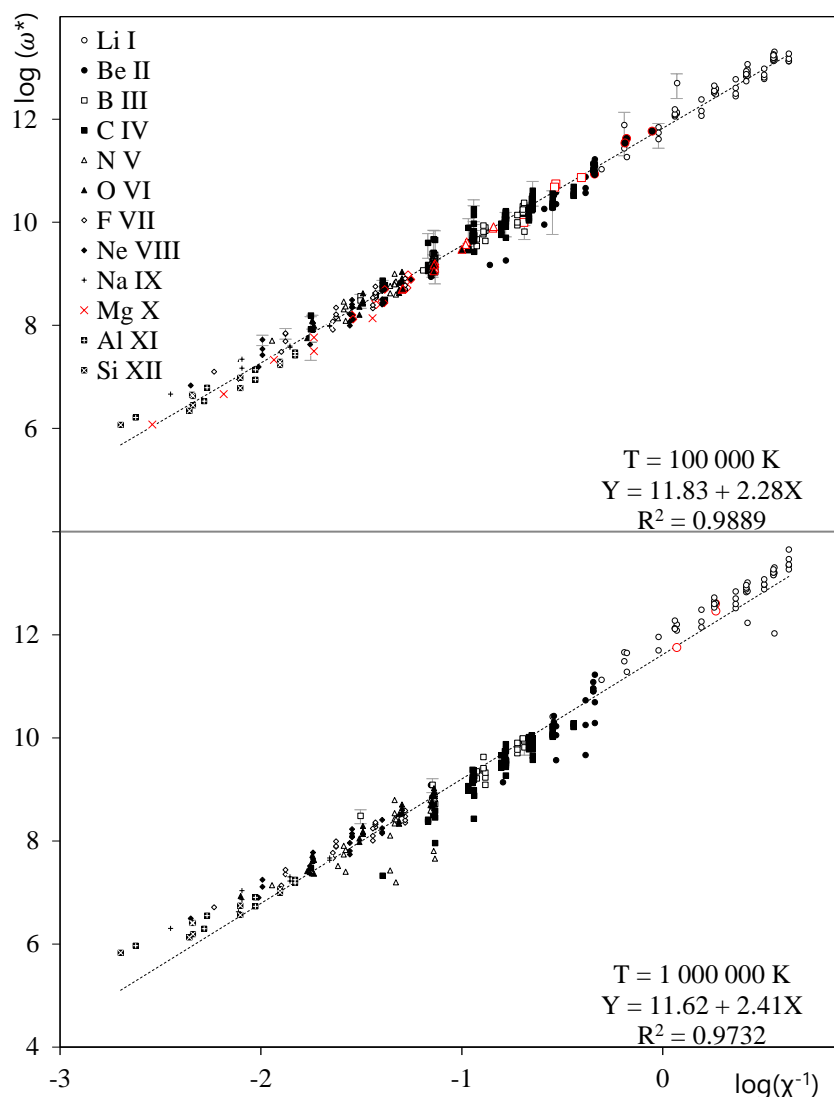
Серија 4f-nd изоелектронског низа литијума



Слика 5.28 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4f-nd серију изоелектронског низа литијума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Серија 4f-nd приказује изузетно велики коефицијент корелације, што значи да се на основу регуларности може јако прецизно израчунати Штарково ширење за остале спектралне линије ове серије (Слика 5.28). Експерименталних података из ове серије нема, али се може закључити да је слагање теоријских података велико на основу поређења са другим серијама.

Све серије литијумског низа



Слика 5.29 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за све серије изоелектронског низа литијума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама, а црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Све спектралне линије литијумског изоелектронског низа имају изразиту регуларност, иако је та регуларност мало мања него код појединачних серија овог низа (Слика 5.29). Највећа регуларност је утврђена код 5d-нр где је $R^2 = 0.9991$, док је у случају коришћења свих линија из литијумског изоелектронског низа она $R^2 = 0.9889$. Добра страна оваквог приступа у односу на појединачне серије је у томе што омогућава одређивање Штарковог ширења код ширег скупа спектралних

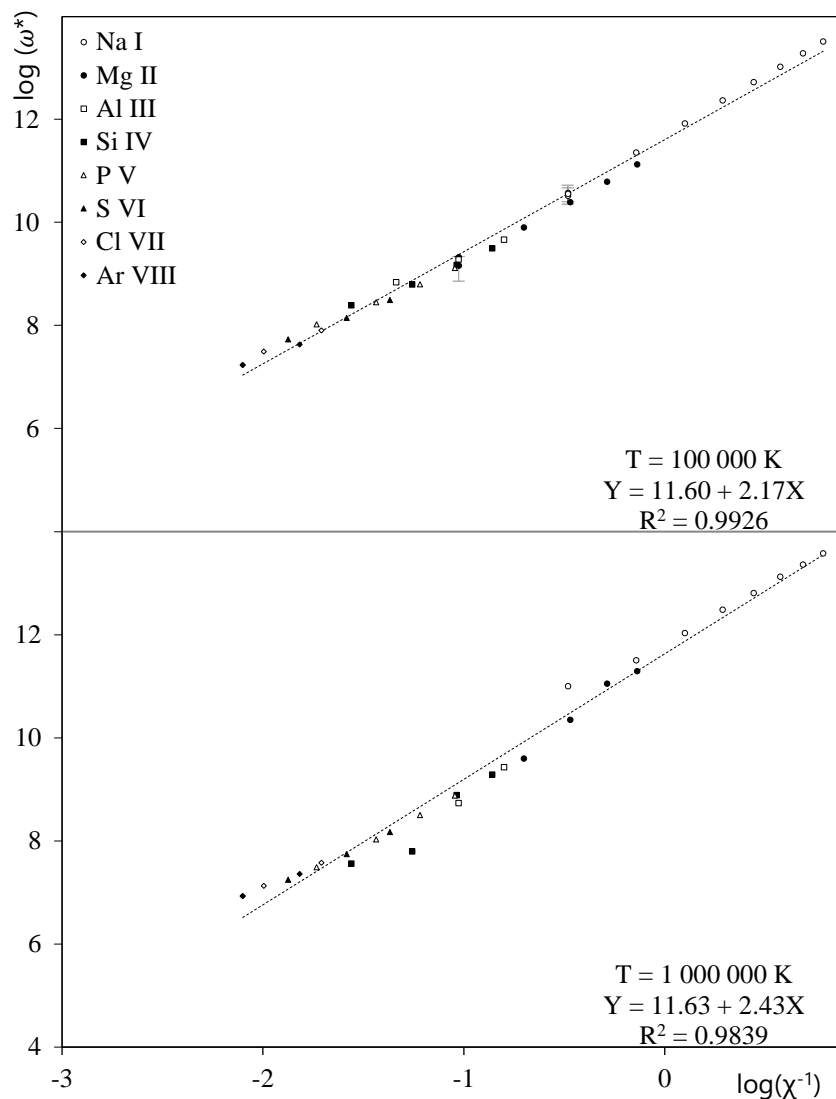
линија. На овај начин је могуће одредити Штарково ширење сваке спектралне линије било ког емитера из литијумског изоелектронског низа.

5.4.2. Натријумски низ

Утврђени метод проучавања регуларности се може применити и на друге изоелектронске низове, а овде су изнети резултати за натријумски изоелектронски низ.

Натријумски низ се састоји од јона који имају једанаест електрона и због тога је сложен квантномеханички систем, мада се ефективно понашају као квази једноелектронски системи. То отежава израчунавање и захтева више апроксимација, па због тога постоји мањи број података о Штарковом ширењу и ти подаци су мање прецизни. Из тог разлога се може рећи да је одређивање Штарковог ширења линија натријумског изоелектронског низа мање прецизно од одређивања вредности Штарковог ширења линија литијумског изоелектронског низа.

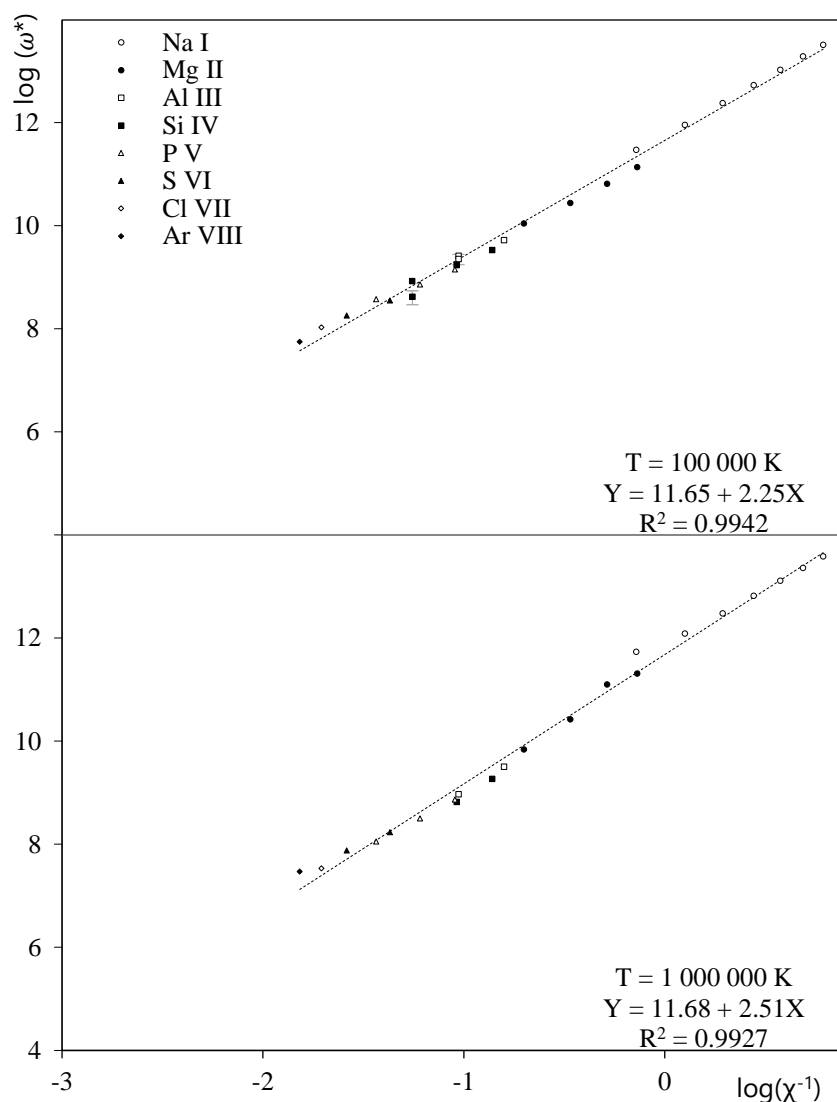
Серија 3s-нр изоелектронског низа натријума



Слика 5.30 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3s-нр серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Слика 5.30 приказује серију 3s-нр изоелектронског низа натријума. Као што је очекивано, регуларност код серија натријумског изоелектронског низа је мања него код серија литијумског изоелектронског низа због мањег броја података и више апроксимација код теоријски израчунатих ширина. Постоји и мали број експерименталних података из ове серије који се, у границама грешке, слажу са теоријским подацима о Штарковом ширењу.

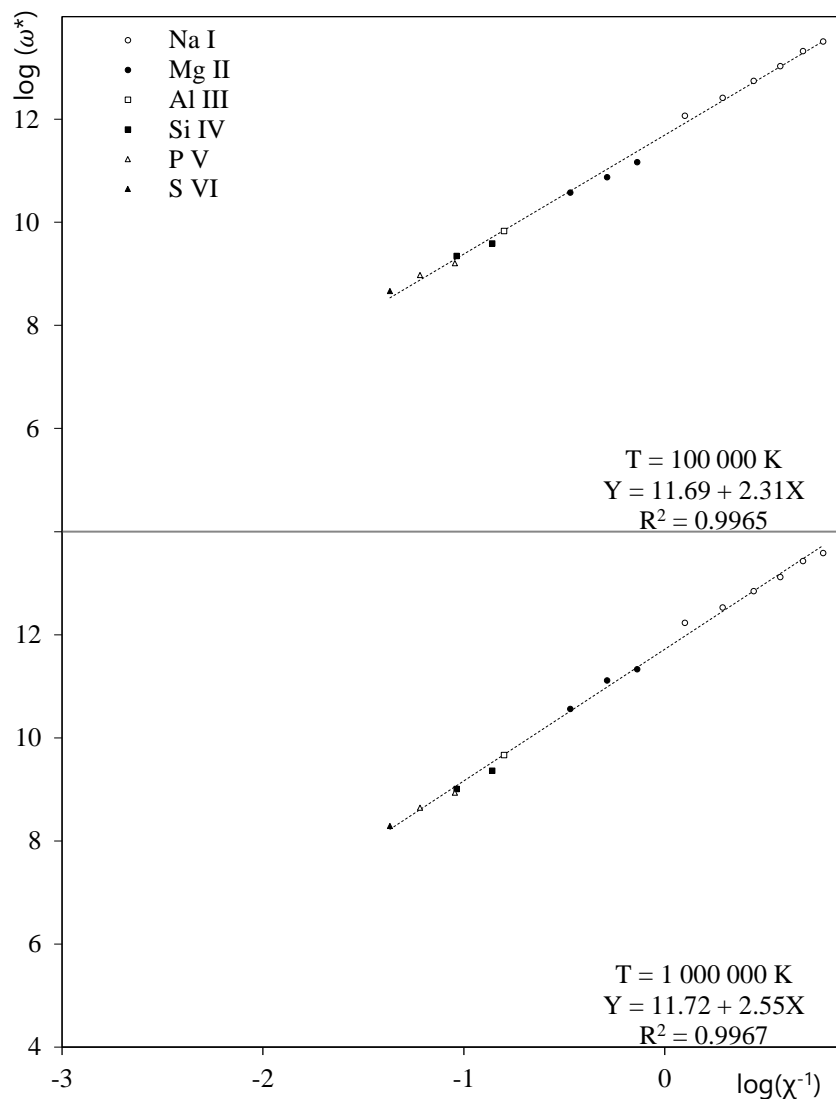
Серија 4s-*np* изоелектронског низа натријума



Слика 5.31 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4s-*np* серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Слика 5.31 приказује серију 4s-*np* изоелектронског низа натријума. Експериментални подаци показују незнато одступање од теоријских података. Ови експериментални резултати су В класе по категоризацији датај у раду [39], што значи да су поуздани. Објашњење овог малог одступања лежи у температурној корекцији која се не може извршити на прави начин због чињенице да температурна зависност није потпуно истражена.

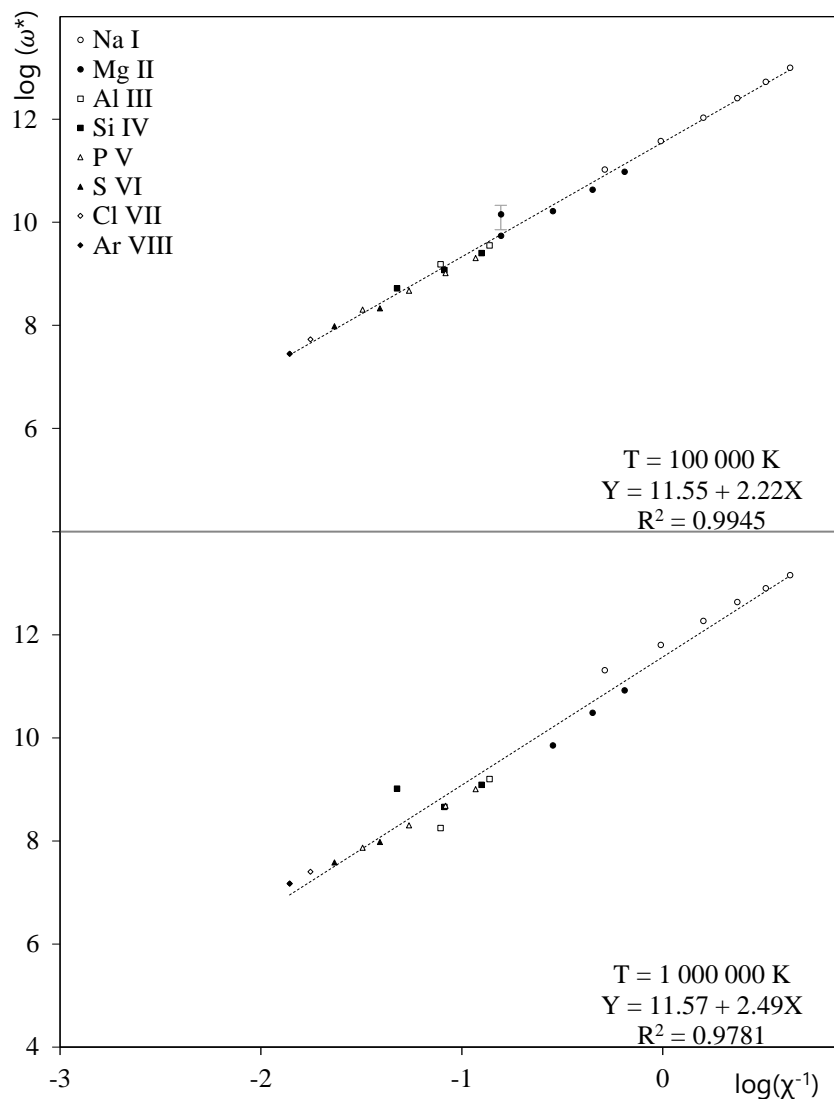
Серија 5s-*np* изоелектронског низа натријума



Слика 5.32 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5s-*np* серију изоелектронског низа натријума.

Слика 5.32 приказује серију 5s-*np* изоелектронског низа натријума. Изузетно висок коефицијент корелације сугерише да се спектралне линије које припадају овој серији понашају регуларно, што омогућава одређивање Штарковог ширења са великом поузданошћу. Подаци о експериментално измереним ширинама линија из ове серије нису пронађени.

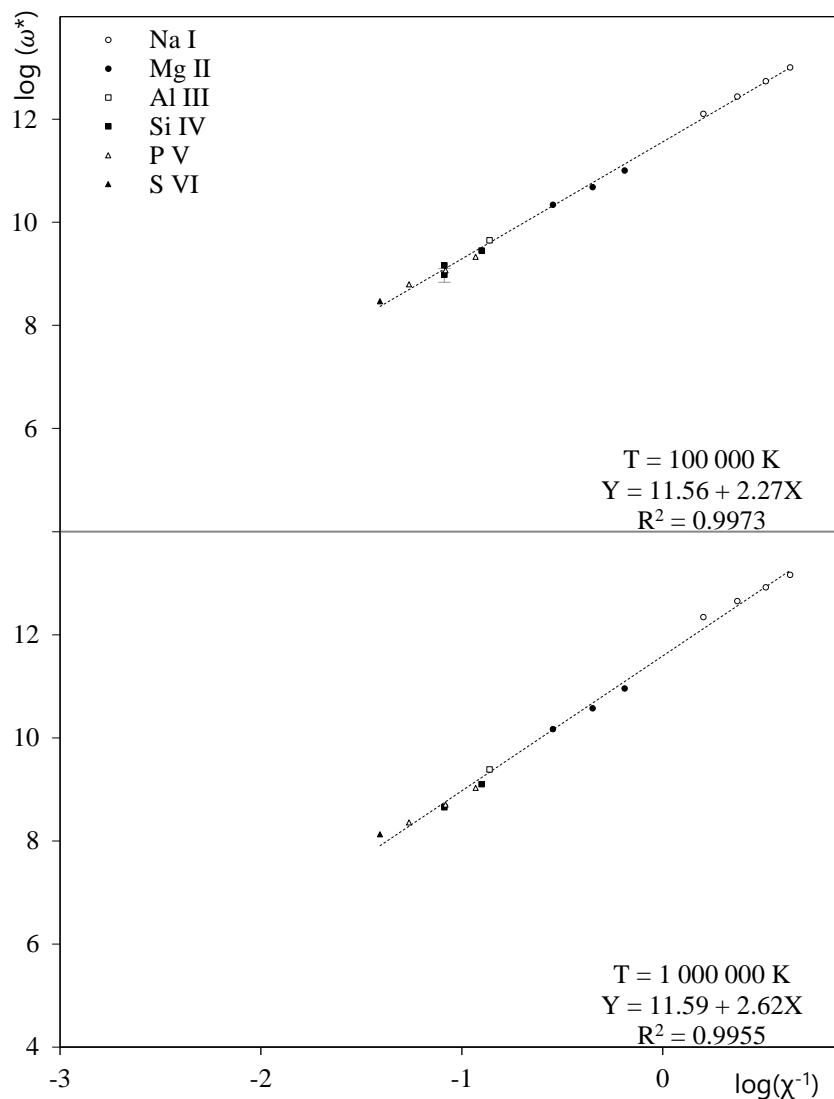
Серија 3p-ns изоелектронског низа натријума



Слика 5.33 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3p-ns серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Серија 3p-ns изоелектронског низа натријума се понаша регуларно, а потврда тога је и експериментално измерена ширина спектралне линије јонизованог магнезијума (Слика 5.33). Мора се имати у виду да је вредност експериментално измерене ширине мало већа од теоријских података због чињенице да се у лабораторијским условима тешко постижу високе температуре које се користе у теоријским прорачунима.

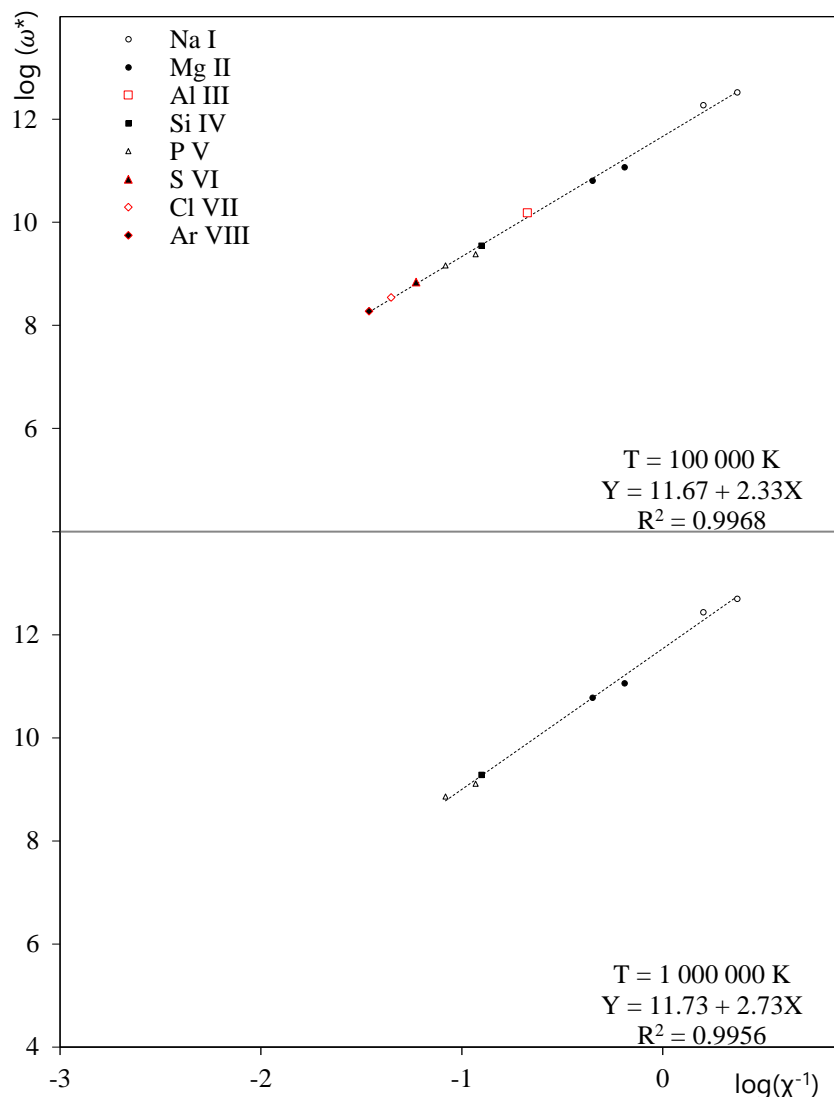
Серија 4p-ns изоелектронског низа натријума



Слика 5.34 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4p-ns серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Слика 5.34 приказује серију 4p-ns изоелектронског низа натријума и садржи податке о 14 спектралних линија. Занимљиво је да постоји јако добра корелација на температури од 1 000 000 К, што омогућава израчунавање Штарковог ширења на тој температури, али и указује да предложени модели температурне зависности (Одељак 5.2) дају добар резултат у овом случају.

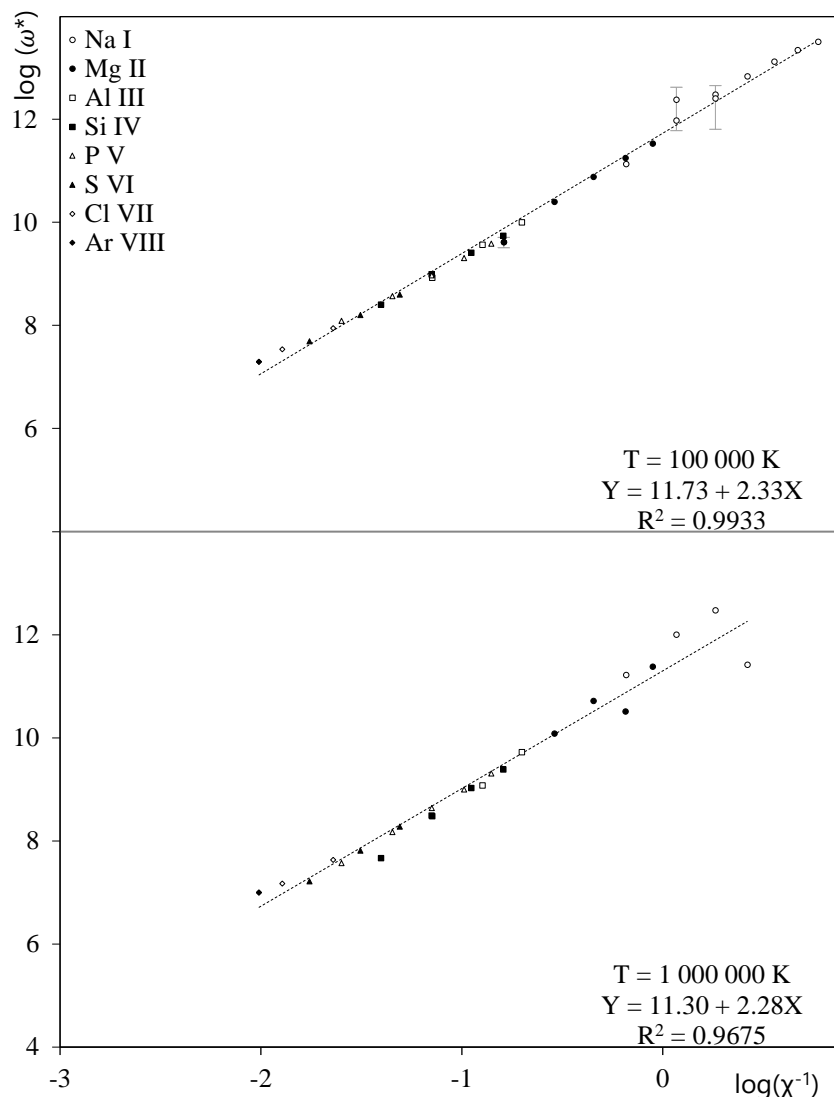
Серија 5p-ns изоелектронског низа натријума



Слика 5.35 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5p-ns серију изоелектронског низа натријума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Слика 5.35 приказује Штарково ширење спектралних линија серије 5p-ns изоелектронског низа натријума, у којој су приказане теоријски израчунате ширине који су пронађене у литератури. Експериментални подаци који припадају овој серији нису доступни у литератури, а број теоријских података није довољан за поуздано утврђивање регуларности. Због тога је у овом раду израчунато помоћу модификоване семиемпиријске формуле Штарково ширење 4 спектралне линије из овог низа, које су на слици означене црвеном бојом.

Серија 3p-nd изоелектронског низа натријума

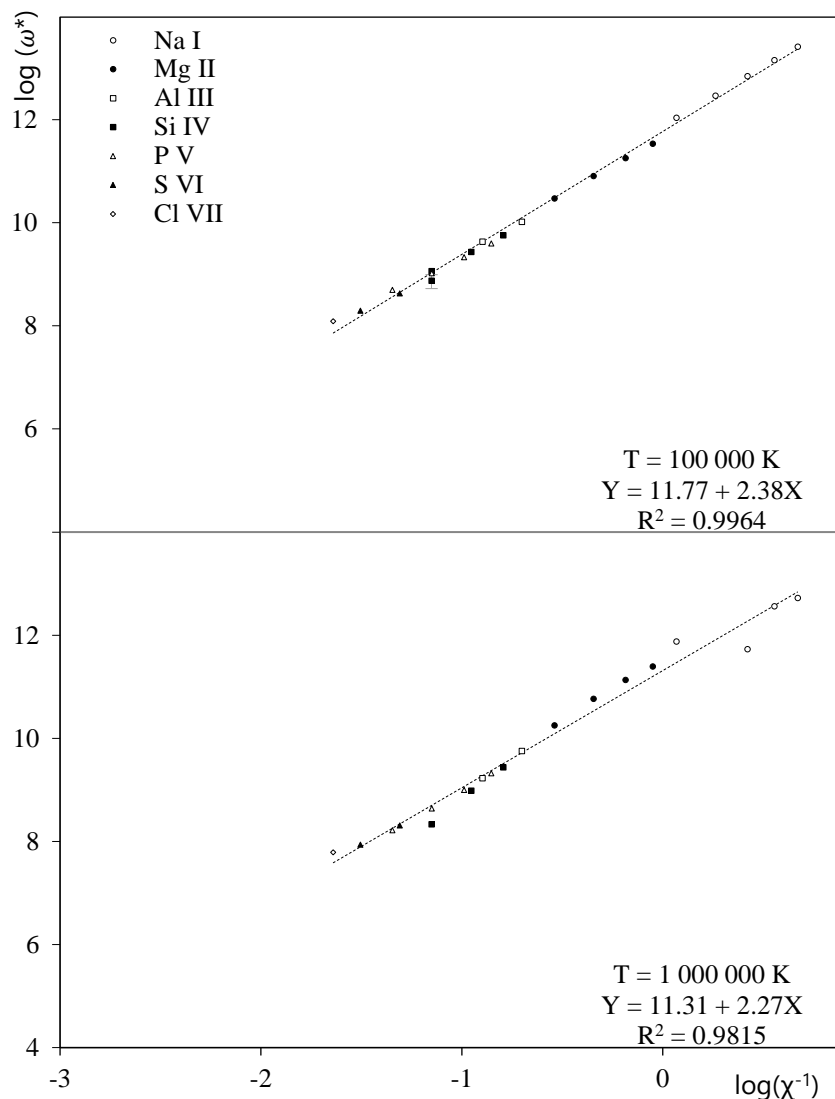


Слика 5.36 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3p-nd серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Још једна потврда регуларности се може видети у анализи серије 3p-nd изоелектронског низа натријума (Слика 5.36). Велики број података и велики коефицијент корелације ($R^2 = 0.9933$) потврђују исправност модела. Већина експерименталних података су у сагласности са теоријским подацима, али експериментално измерена линија јонизованог магнезијума показује мало мању ширину него што се очекује. Разлог овог одступања се не може приписати температурном одступању, јер оно обично води ка томе да су експериментални

подаци мало већи од теоријских. У овом случају, прва ствар коју треба проверити јесте управо резултат експеримента.

Серија 4p-nd изоелектронског низа натријума

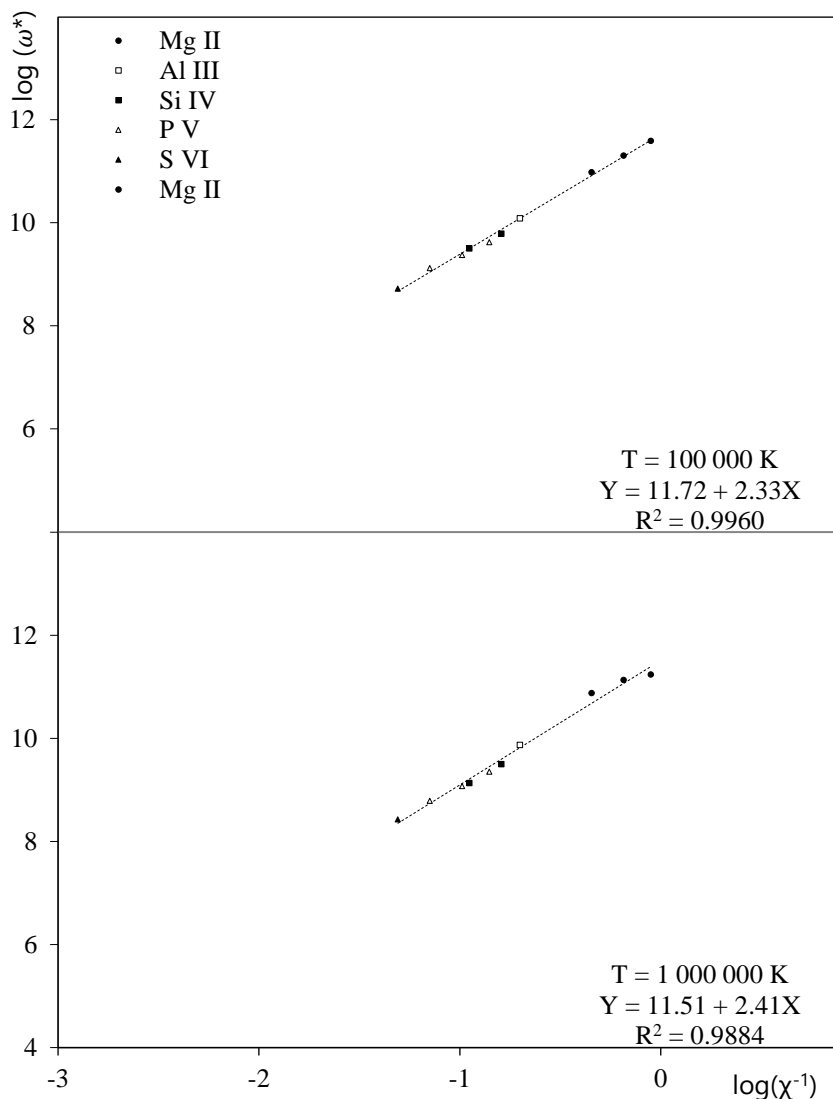


Слика 5.37 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4p-nd серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Серија 4p-nd изоелектронског низа натријума има коефицијент корелације $R^2 = 0.9964$ (Слика 5.37). За разлику од већине серија код којих је боља корелација када је експонент јонизационог стања $s_1 = 2.6$, што је документовано у одељку 5.3,

примећено је да је ова серија једна од ретких која има бољу корелацију ($R^2 = 0.9966$) када је експонент јонизационог стања $s_1 = 2$.

Серија 5p-nd изоелектронског низа натријума

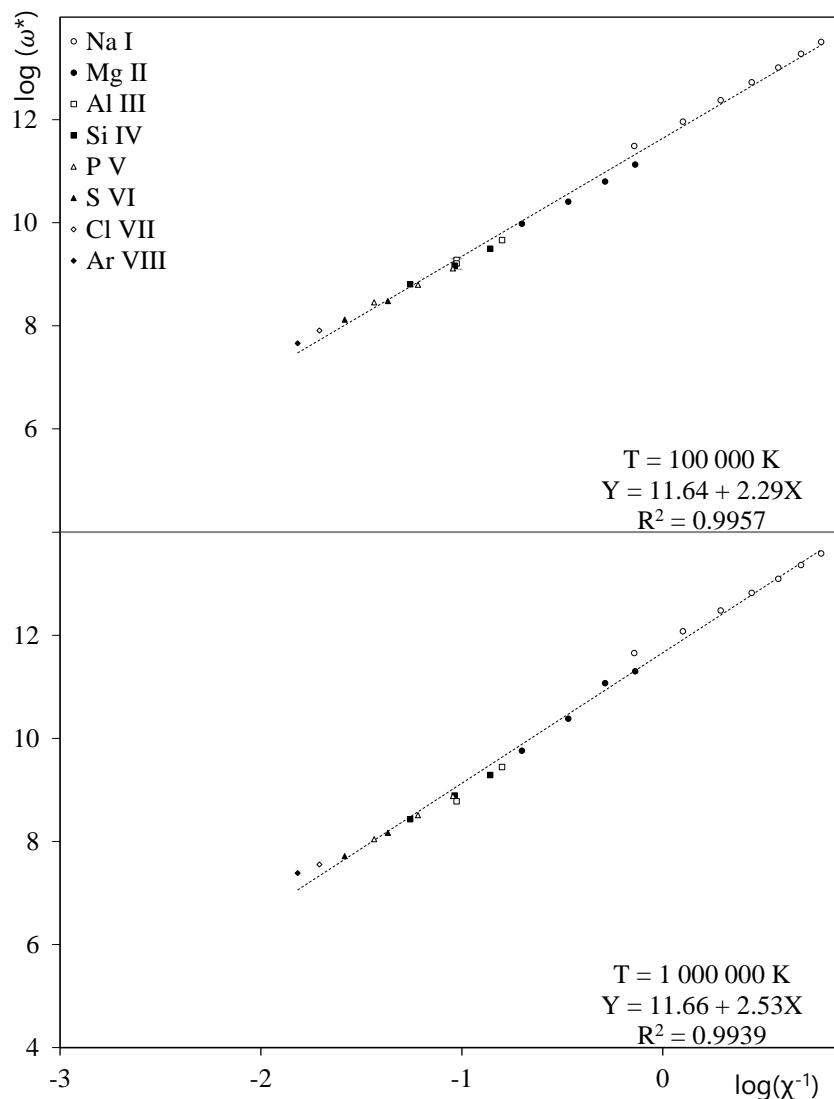


Слика 5.38 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5p-nd серију изоелектронског низа натријума.

Серија 5p-nd изоелектронског низа натријума има коефицијент корелације $R^2 = 0.9960$ на температури од 100 000 K, што се сматра потврдом везе између Штарковог ширења и потенцијала јонизације са горњег нивоа (Слика 5.38). На

температури од 1 000 000 К коефицијент корелације износи $R^2 = 0.9884$, што указује на мање слагање у овом случају.

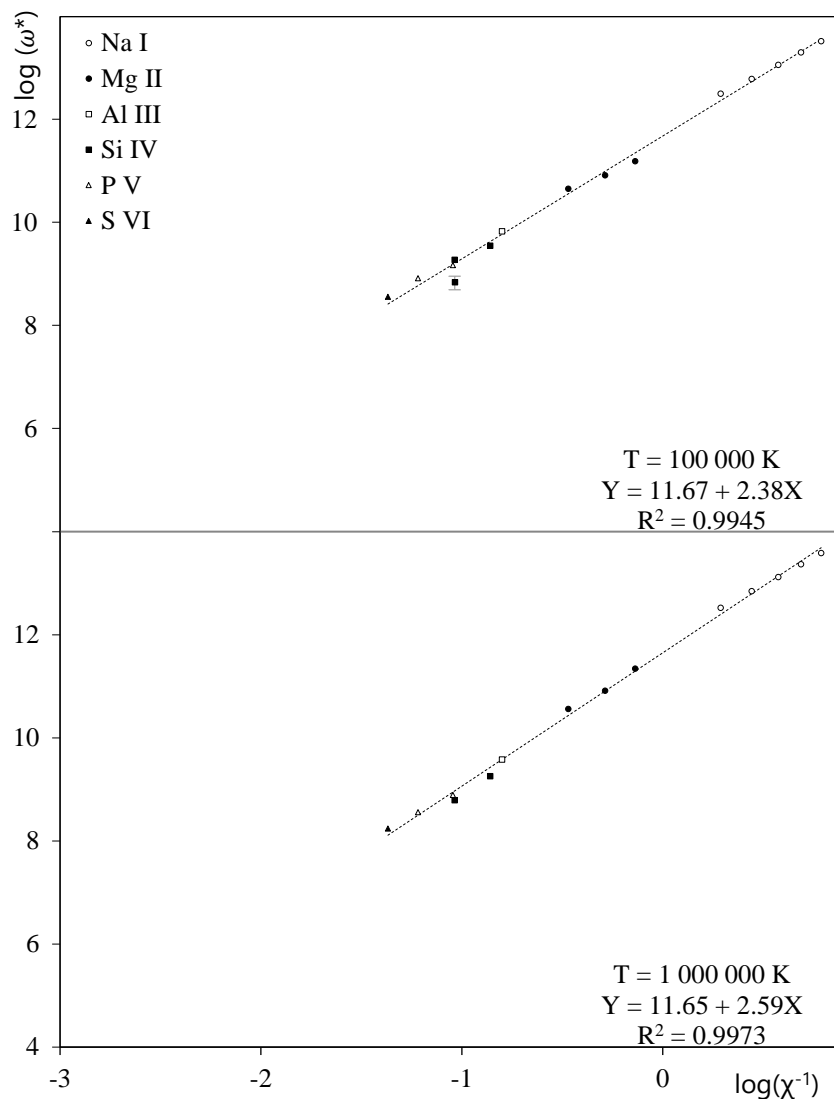
Серија 3d-нр изоелектронског низа натријума



Слика 5.39 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3d-нр серију изоелектронског низа натријума.

Серија 3d-нр изоелектронског низа натријума има коефицијент корелације $R^2 = 0.9957$ на температури од 100 000 К. Коефицијент корелације је $R^2 = 0.9939$ на температури од 1 000 000 К, што представља најбољу регуларност на овој температури.

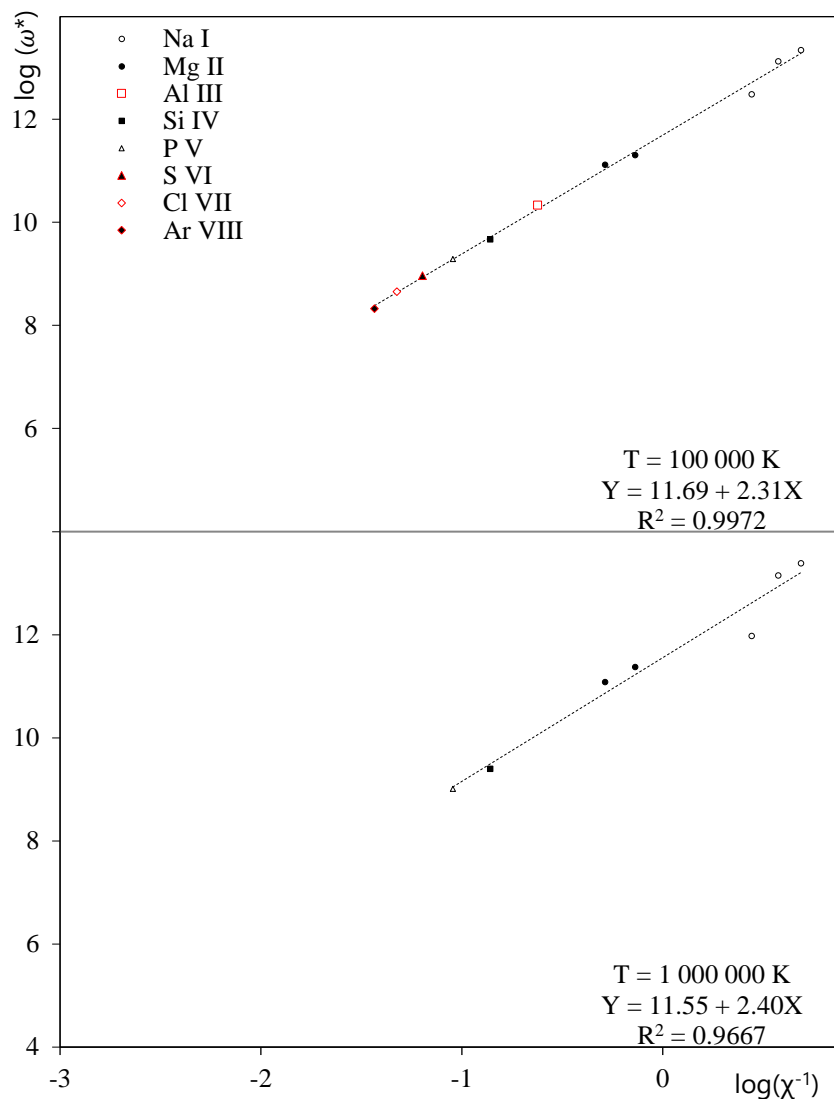
Серија 4d-*np* изоелектронског низа натријума



Слика 5.40 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4d-*np* серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

Слика 5.40 приказује серију 4d-*np* изоелектронског низа натријума. Подаци који се користе за утврђивање регуларности ове серије су добијени семикласичном теоријом [18], а постоји и једна измерена линија Si IV, која одступа од тренда теоријских вредности.

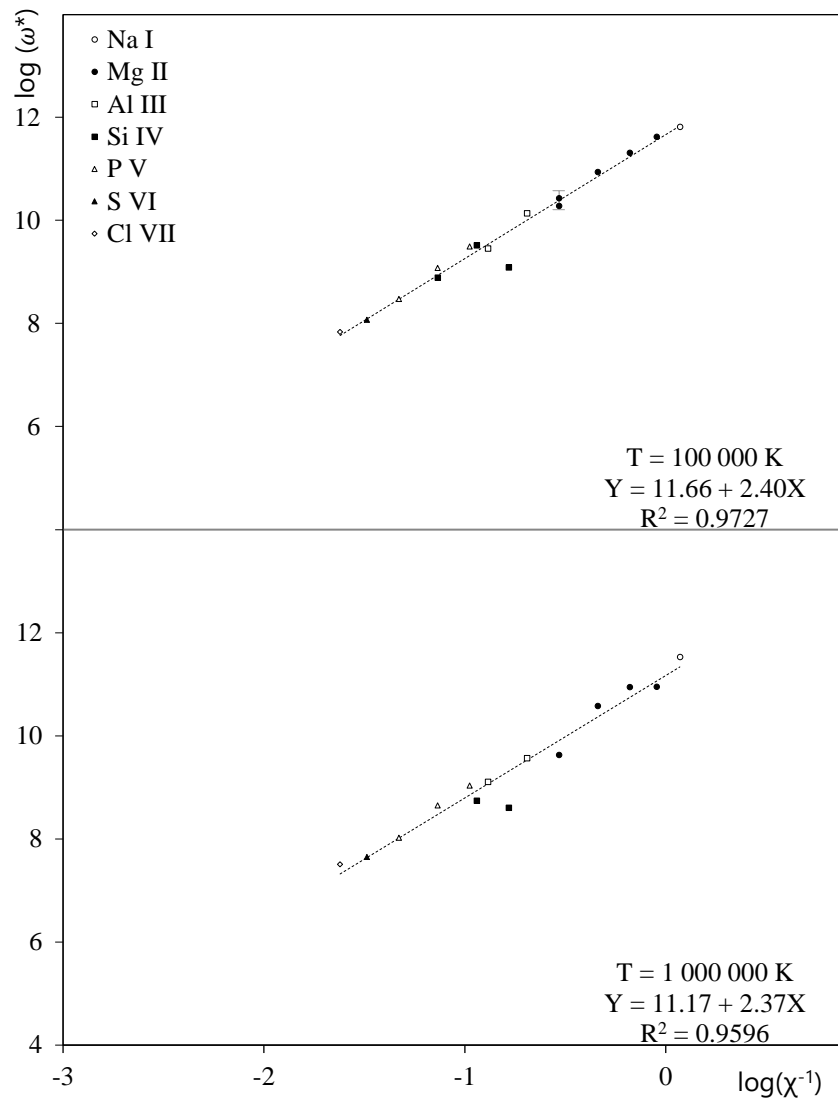
Серија 5d-нр изоелектронског низа натријума



Слика 5.41 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5d-нр серију изоелектронског низа натријума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Слика 5.41 приказује серију 5d-нр изоелектронског низа натријума која има регуларно понашање свих спектралних линија, сем првог прелаза у натријуму. Смањена вредност Штарковог ширења првог прелаза је био чест случај код литијума [126]. Овакво понашање је објашњено недостатком блиског пертурбујућег нивоа, што може бити и овде случај.

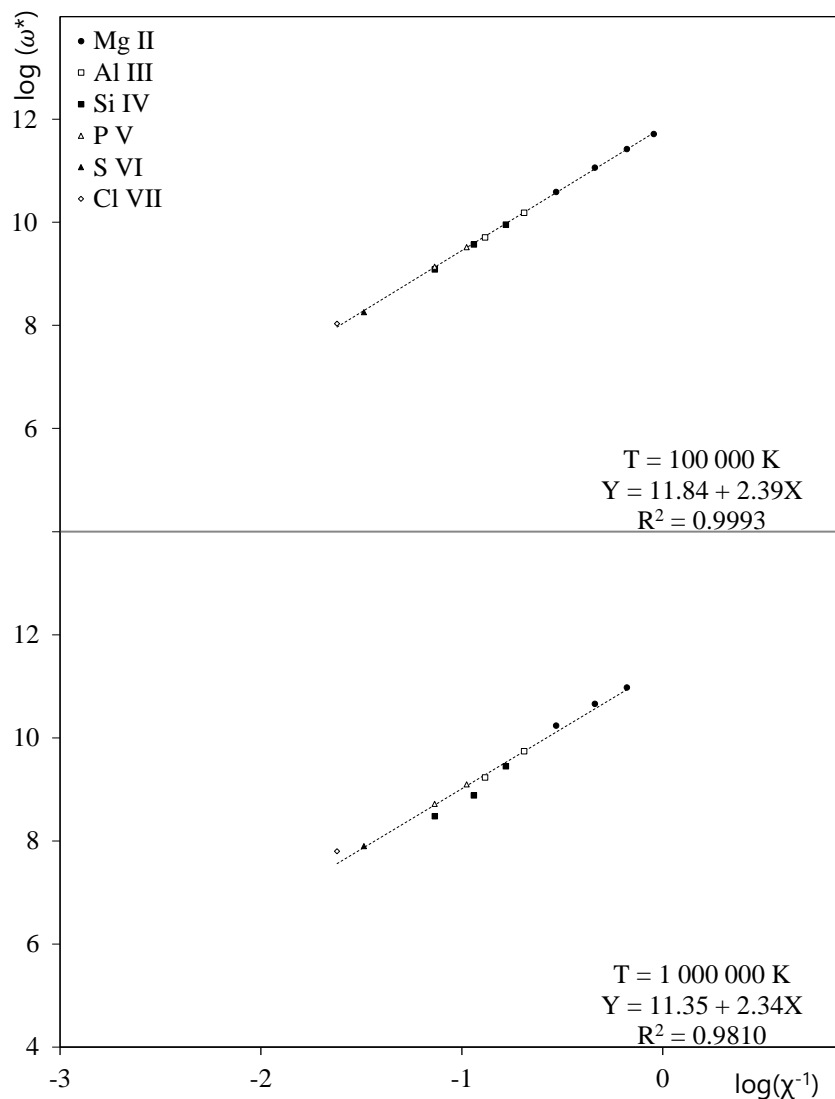
Серија 3d-nf изоелектронског низа натријума



Слика 5.42 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 3d-nf серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама.

У серији 3d-nf изоелектронског низа натријума само ширина спектралне линије Si IV одступа од утврђеног тренда. У овој серији постоји и експериментално измерена ширина спектралне линије јонизованог магнезијума која се потпуна слаже са теоријским подацима.

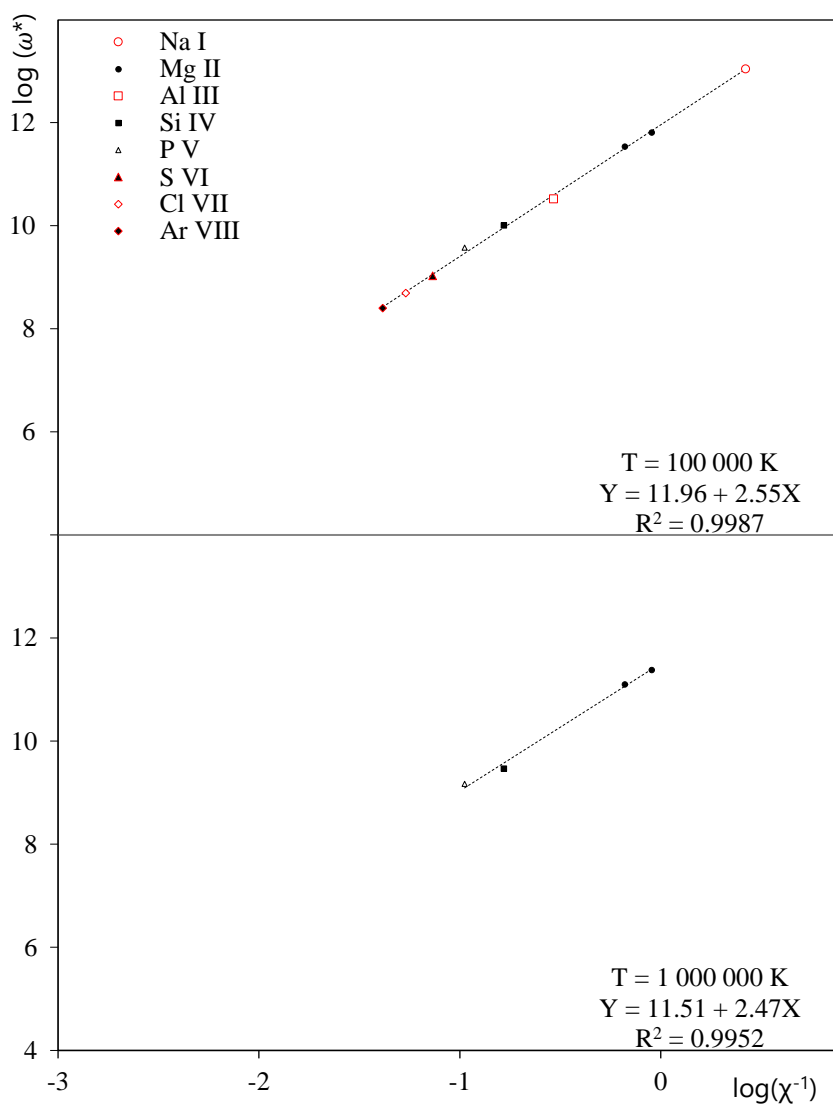
Серија 4d-nf изоелектронског низа натријума



Слика 5.43 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4d-nf серију изоелектронског низа натријума.

У серији 4d-nf изоелектронског низа натријума постоје подаци о ширинама 13 спектралних линија, а коефицијент корелације има највећу вредност $R^2 = 0.9993$ (Слика 5.43).

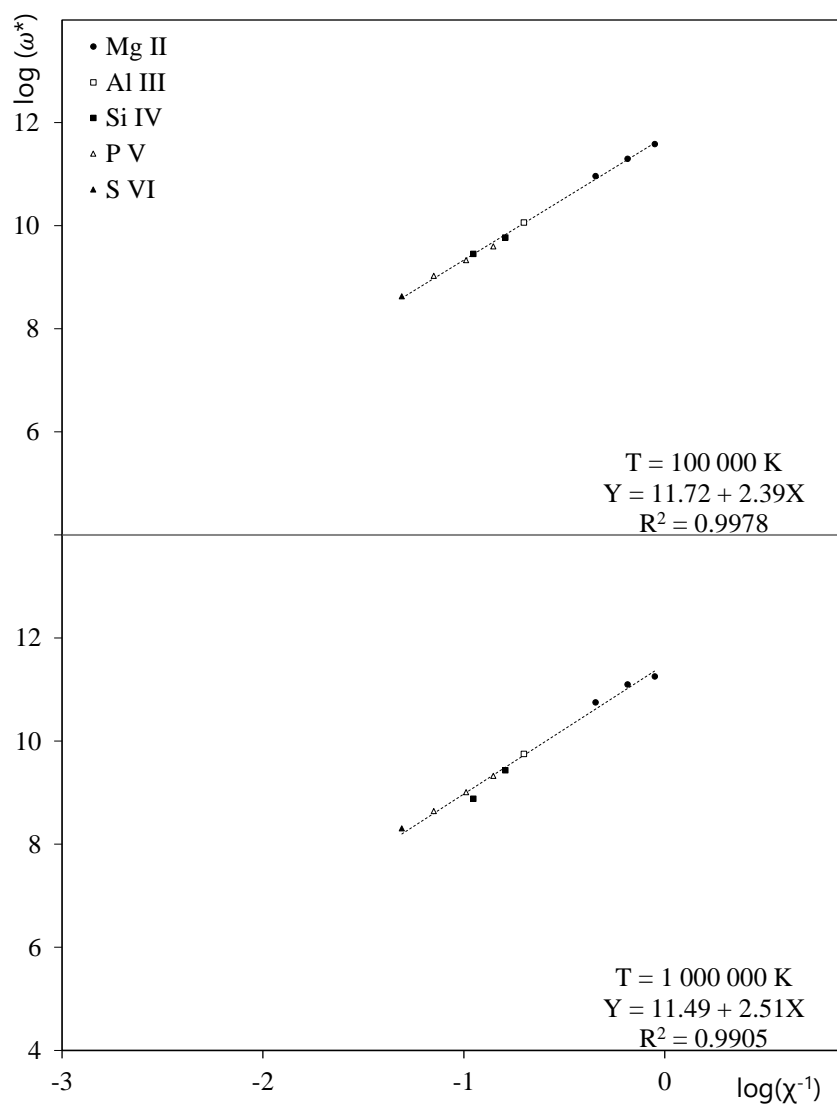
Серија 5d-nf изоелектронског низа натријума



Слика 5.44 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4d-nf серију изоелектронског низа натријума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Слика 5.44 приказује серију 5d-nf изоелектронског низа натријума. Део података је преузет из литературе, а остатак је оригинални допринос овог рада, што је истакнуто црвеном бојом на графику. Вредности Штаркових ширина су израчунате помоћу модификоване семиемпиријске формуле.

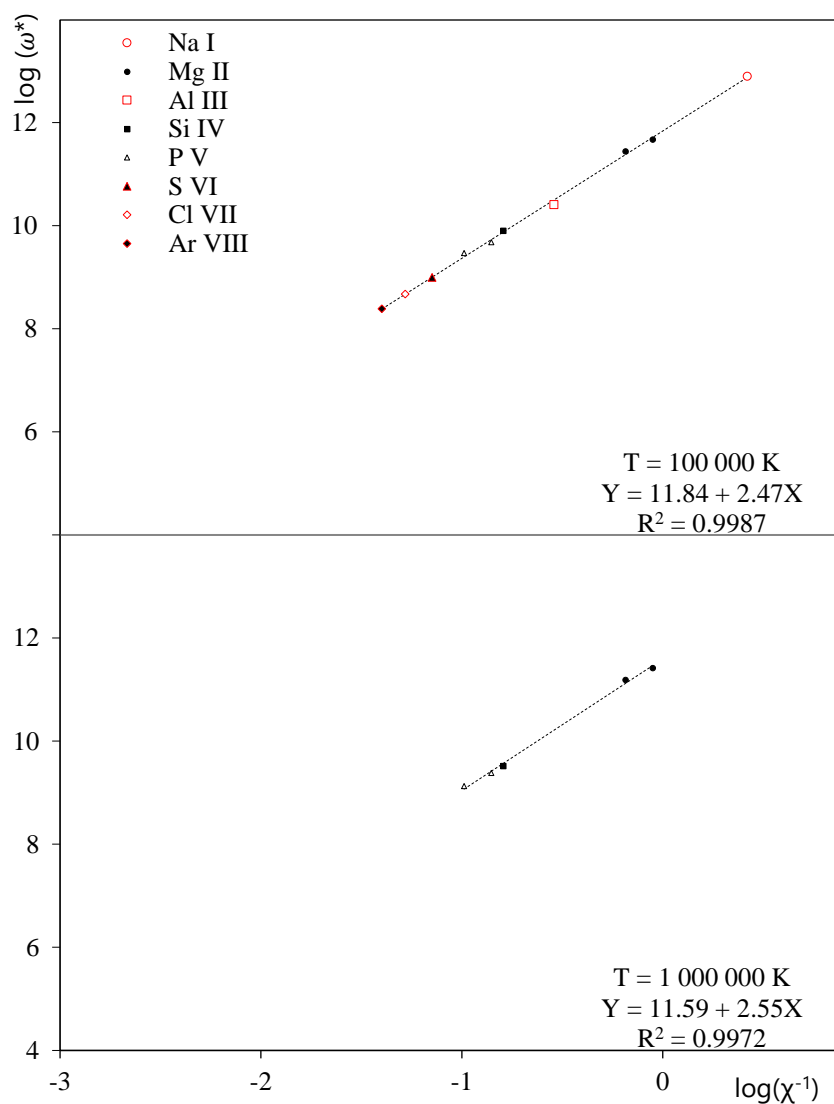
Серија 4f-nd изоелектронског низа натријума



Слика 5.45 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4f-nd серију изоелектронског низа натријума.

Серија 4f-nd изоелектронског низа натријума садржи податке о десет спектралних линија (Слика 5.45), што је довољан броја података за поуздано утврђивање функционалне зависности. Серије за које је постојао мањи број података су такође обрађиване, али уз додатак података који су рачунати у овом раду.

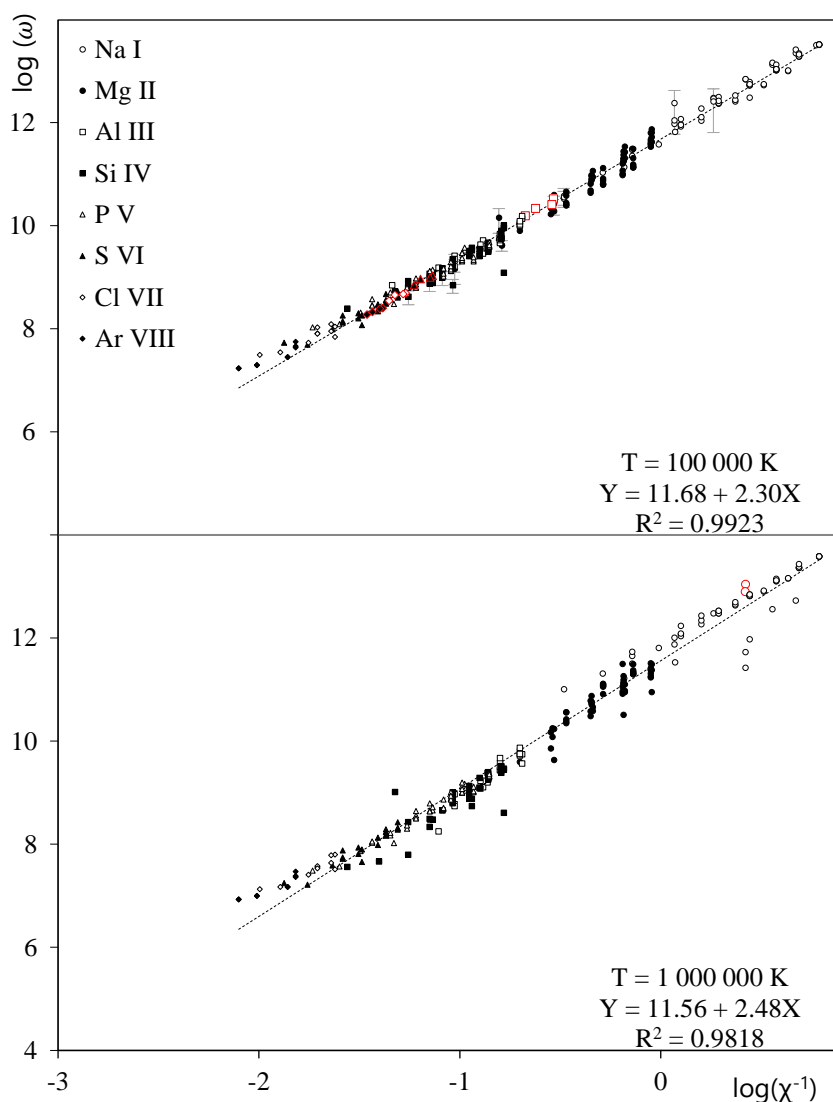
Серија 5f-nd изоелектронског низа натријума



Слика 5.46 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 5f-nd серију изоелектронског низа натријума. Црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

Последња серија изоелектронског низа натријума је 5f-nd (Слика 5.46). Слично већини серија, коефицијент корелације је одличан ($R^2 = 0.9987$), што потврђује модел и доказује да се, већ поменути, коефицијенти у развоју A_m могу сматрати константама.

Све серије изоелектронског низа натријума



Слика 5.47 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за 4f-nd серију изоелектронског низа натријума. Грешке експерименталних података су приказане вертикалним линијама, а црвеном бојом су означени резултати добијени у овом раду.

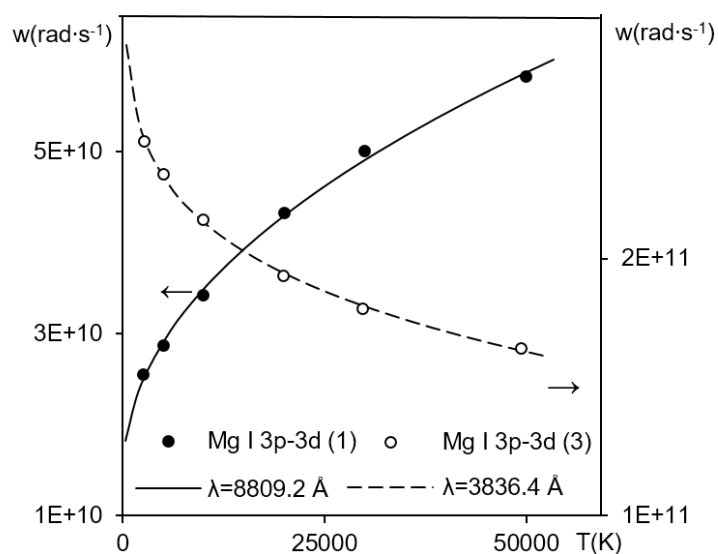
Након анализе појединачних серија натријумског низа, испитиване су регуларности свих серија заједно. Може се рећи да је коефицијент корелације за ове серије изузетно добар ($R^2 = 0.9923$), што указује на то да је потенцијал јонизације са горњег нивоа заиста параметар који је повезан са ширином спектралне линије или прецизније говорећи, потенцијал јонизације добро осликава структуру атома у формули за Штарково ширење спектралних линија.

5.5. Зависност Штарковог ширења од других параметара

У дисертацији је испитиван само утицај судара са електронима на величину Штарковог ширења. Утицај судара са осталим честицама је за више редова величине мањи у случају лабораторијских плазми. У литератури се осим судара са електронима, могу наћи подаци за сударе са протонима и јонима хелијума [18]. У нашем случају овај допринос је од значаја једино у случају плазме водоника или хелијума, где би атоми метала били унети преко електроде или на неки други начин. Како су звезде доминантно састављене од водоника и хелијума овај утицај може бити незанемарљив, али и не већи од неколико процената.

Осим испитивања утицаја потенцијала јонизације са горњег нивоа, регуларност Штаркових ширења се може испитивати и за потенцијал јонизације са доњег нивоа. Међутим, утврђено је да Штаркових ширења слабо зависи од потенцијала јонизације са доњег нивоа [121].

Вредно је споменути и неколико занимљивих чињеница које су уочене током овог истраживања. Уочено је да, код система који имају синглетне и триплетне спектралне прелазе, постоји изражена разлика у понашању те две групе спектралних линија (Слика 5.48). Све ширине триплетних спектралних линија су веће од ширина синглетних спектралних линија [50]. Све триплетне линије неког емитера које имају исти потенцијал јонизације са горњег нивоа, такође имају и готово исту ширину (Слика 3.2). Код синглетних линија то је још израженије те се зависност вредности Штарковог ширења своди на зависност од потенцијала јонизације са горњег нивоа, без изражене структуре терма који описује дати ниво. У дисертацији утицај терма није дискутован зато што су све линије литијумског и натријумског изоелектронског низа биле дублети.



Слика 5.48 Температурна зависност Штарковог ширења код синглетне и триплетне спектралне линије Mg I [50].

Код елемената прве и друге периоде, уочено је да при повећању температуре, ширина спектралних линија почиње да зависи искључиво од потенцијала јонизације са горњег нивоа, односно зависност је иста код свих серија. Овај ефекат је назван преклапање серија на вишим температурама [60].

Код великог броја серија, ширина спектралне линије код прелаза који има најмањи главни квантни број горњег нивоа је знатно мања од вредности која би се могла очекивати на основу података о ширинама осталих прелаза у серији. Овај ефекат је објашњен недостатком блиског пертурбујућег нивоа и прихваћен је као чињеница, па због тога такви прелази нису коришћени у даљој анализи регуларности [62]. Тиме се постиже боља прецизност у одређивању ширина прелаза који имају велике главне квантне бројеве горњег нивоа.

5.6. Одређивање вредности Штарковог ширења на основу регуларности

На основу утврђених регуларности одређене су ширине спектралних линија за оне прелазе за које не постоји довољан број атомских параметара, те се због тога не могу израчунати на неки други начин, односно неком од метода описаних у одељку 2. Примењујући метод који је објашњен у овом раду, могуће је одредити Штарково ширење спектралних линија на основу само једног атомског параметра – потенцијала јонизације са горњег нивоа χ . Наиме, уколико је регуларност потврђена, онда су за сваку серију познати одговарајући подаци за коефицијенте a и b (3.8). Штаркова ширина се може израчунати из редуковане Штаркове ширине. На основу зависности од електронске концентрације и температуре може се одредити Штаркова ширина дате линије у било којим условима.

Узимајући у обзир чињеницу да не постоје подаци о вредности енергије $6s$ и $7s$ нивоа Na IX и Mg X, ширине линија није могуће израчунати за прелазе код којих су ови нивои блиски пертурбујући нивои. Сви теоријски модели који рачунају Штарково ширење спектралних линија, сем модела заснованих на регуларностима, за рачунање Штарковог ширења користе информације о енергијама блиских пертурбујућих нивоа. Списак неколико таквих прелаза је дат у следећој табели и за те прелазе је одређена ширина на основу регуларности које су утврђене у овом раду (Табела 5.6).

Табела 5.6 Одређене ширине спектралних линија на основу утврђених регуларности за прелазе који се не могу анализирати другим апроксимативним методама рачунања ширења због недостатка одговарајућих атомских параметара.

Емитер	Прелаз	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
Na IX	3s-6p	12.60	6.9E-06
Na IX	3s-7p	11.63	1.1E-05
Na IX	4s-6p	30.37	4.4E-05
Na IX	4s-7p	25.28	5.7E-05
Na IX	5s-6p	84.64	3.8E-04

Емитер	Прелаз	λ [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
Na IX	5s-7p	54.24	2.9E-04
Mg X	3s-6p	10.27	3.8E-06
Mg X	3s-7p	9.47	5.8E-06
Mg X	4s-6p	24.76	2.4E-05
Mg X	4s-7p	20.58	3.0E-05
Mg X	5s-6p	69.01	2.0E-04
Mg X	5s-7p	44.09	1.5E-04
K IX	3s-8p	7.89	4.2E-06
K IX	3s-9p	7.69	6.5E-06
Ca X	3d-5f	11.82	8.2E-07
Ar VIII	3d-11f	13.05	4.9E-05
Ar VIII	3p-12d	10.36	5.3E-05
Ar VIII	5p-12d	36.20	7.4E-04
Ar VIII	3d-12f	12.90	6.9E-05

Грешка са којом су одређене Штаркове ширине је процењена на 30%.

5.7. Штаркова ширина линија литијумског и натријумског изоелектронског низа

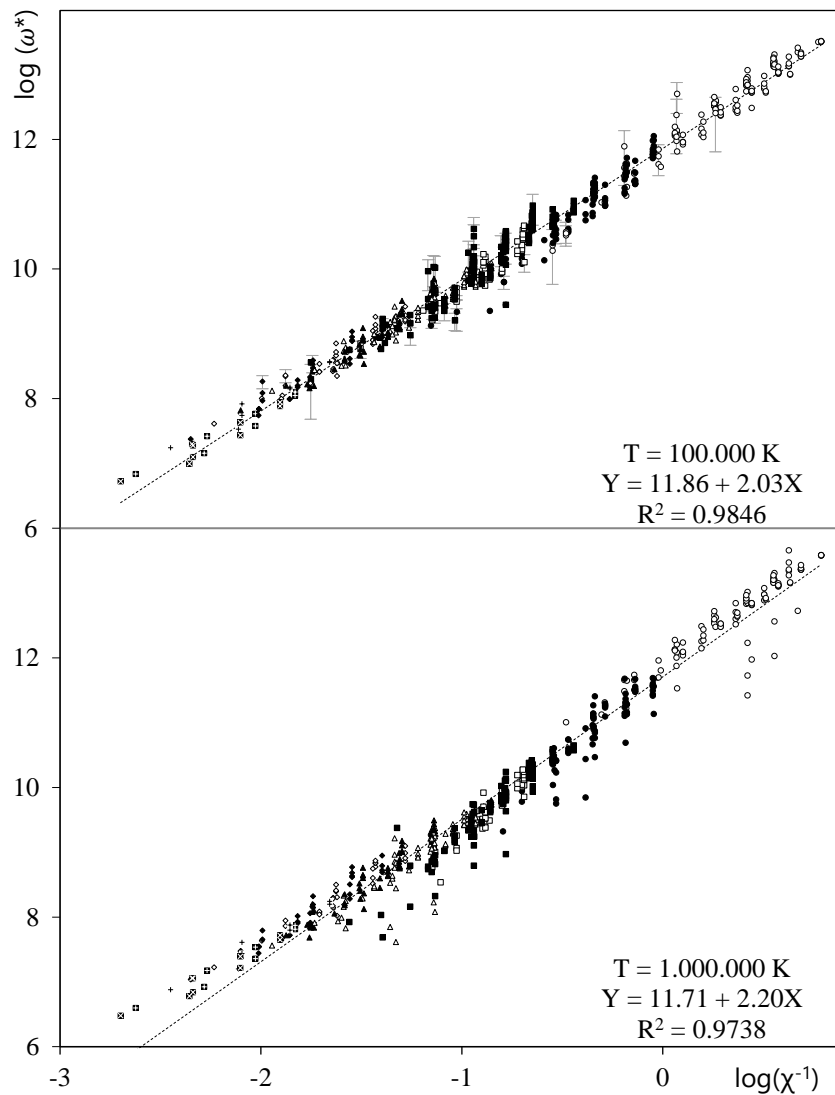
Све линије литијумског и натријумског изоелектронског низа се могу обједињено посматрати и анализирати. На графику су приказани сви испитивани прелазни и може се уочити регуларност промене Штаркових ширине (Слика 5.49). Имајући у виду да је из редуковане Штаркове ширине могуће веома лако добити Штаркову ширину, као и одговарајуће зависности ширине од електронске концентрације и температуре, отвара се могућност утврђивања опште зависности свих линија ових изоелектронских низова. Та зависност је облика:

$$\omega_{Li,Na}^{низ} \left[\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right] = 7.244 \cdot 10^{-11} \frac{Z_c^{2.6} \cdot N_e [\text{m}^{-3}]}{\chi [\text{eV}]^{2.03}} \quad (5.6)$$

Формула (5.6) која омогућује одређивање Штарковог ширења за било коју спектралну линију изоелектронских низова литијума и натријума. На основу ове формуле се може израчунати Штарково ширење спектралних линија (FWHM) изражено у радијанима по секунди, познавајући само три параметра:

1. Z_c – наелектрисања емитера које види електрон у прелазу,
2. $N_e [m^{-3}]$ – електронска концентрацију у плазми,
3. $\chi [eV]$ – потенцијал јонизације са горњег нивоа прелазу.

Формула (5.6) је добијена за температуру од 100 000 K, али се може користити и на другим температурама, због веома мале промене у ширинама линија при промени температуре.



Слика 5.49 Зависност редуковане ширине емитоване спектралне линије од потенцијала јонизације са горњег нивоа емитера за све линије литијумског и натријумског изоелектронског низа.

Занимљиво је да је вредност коефицијента b у формули (5.6) веома блиска 2, што значи да у формули (3.3) имамо један доминантни члан, односно да је зависност дата са:

$$\omega = A_2 \chi^{-2} \quad (5.7)$$

Вредност коефицијент A_2 се може сматрати константом.

Табела 5.7 даје оцену квалитета предложене формуле за израчунавање Штарковог ширења. Из табеле се може видети да је однос Штарковог ширења спектралних линија изоелектронских низова литијума и натријума, које је преузето из литературе, и Штарковог ширења које предвиђа формула (5.6), мањи од 2 за 88% спектралних линија. Тај однос се назива фактор одступања и дефинисан је изразом:

$$\Phi = \max \left(\frac{\omega_R}{\omega_L}, \frac{\omega_L}{\omega_R} \right) \quad (5.8)$$

Где је ω_R - Штарково ширење које предвиђа формула (5.6), а ω_L - Штарково ширење спектралних линија изоелектронских низова литијума и натријума, које је преузето из литературе.

Табела 5.7 Процент укупног броја спектралних линија изоелектронских низова литијума и натријума чије се ширине слажу са датим трендом (5.6) унутар одређеног фактора.

Фактор одступања <	1.4	2	3	4
Процент линија унутар грешке =	58%	88%	94%	95%

Може се закључити да се формулом, сличном оној која је дата са (5.6), могу са одговарајућом грешком описати Штаркове ширине свих линија емитера који припадају изоелектронским низовима алкалних метала. Уколико је одступање линија неке серије систематско, оне се могу анализирати одвојено.

6. ЗАКЉУЧАК

На основу података о 618 спектралних линија прикупљених из литературе и 46 спектралне линије за које је израчуната ширина у овом раду, испитана је регуларност Штарковог ширења емитера који припадају литијумском и натријумском изоелектронском низу. У раду је по први пут изучавана регуларност линија ових изоелектронских низова уз коришћење података за спектралне линије и јона и неутрала одговарајућег низа. До сада је у литератури изучавање Штаркове ширине линија неутрала било издвојено од проучавања регуларности јона који су њему слични. У раду је показано да је могућ јединствен приступ у обради Штаркових ширина јона и неутрала.

Испитивана је веза између Штарковог ширења и параметара плазме (електронске концентрације и температуре) и атомских параметара. Функционална зависност Штарковог ширења од електронске концентрације, је по правилу, за вишеелектронске атоме линеарна, међутим постоје одступања од овог правила и та одступања су детаљно анализирана. Функционална зависност од температуре је знатно сложенија. На основу података који су доступни види се да Штарково ширење монотono опада са температуром за неке атомске прелазе, а расте за друге. Иако се у литератури наводи да је ова зависност увек монотона за доступни температурни интервал, уочени су примери код којих је изражен максимум Штаркове ширине за одређену температуру. Предложен је модел који квалитативно објашњава овакву зависност на основу анализе ефикасних пресека за побуду и одговарајуће расподеле електрона по енергијама.

Утврђена је функционална зависност Штарковог ширења (ω) од потенцијала јонизације са горњег нивоа (χ) и наелектрисања емитера које види електрон у прелазу (Z_c). Корекцијом на поменуто наелектрисање могу се јединствено проучавати вредности Штарковог ширења за различите јоне који припадају датом изоелектронском низу. Утврђена је регуларност вредности Штарковог ширења у оквиру појединачних спектралних серија, али и у оквиру свих прелаза везаних за одговарајући изоелектронски низ.

Критички су анализиране вредности Штарковог ширења проучаваних спектралних линија. Провера поузданости постојећих резултата је веома битна због чињенице да не постоји егзактан теоријски модел и да постоји низ проблема у емпиријском одређивању Штаркове ширине, као и недовољно експерименталних података.

На основу модификоване семиемпиријске формуле, израчунате су ширине спектралних линија које припадају проучаваним изоелектронским низовима, а нису раније израчунате у литератури, нити су експериментално измерене. Тиме је допуњен скуп података чије су регуларности проучаване. Утврђено је да су се овако израчунати подаци добро слагали са подацима преузетим из литературе.

На основу утврђених регуларности успостављен је метод који омогућава да се одреди Штарково ширење спектралних линија са минимумом потребних атомских параметара. Ширине тих линија нису могле бити израчунате применом било којег другог теоријског модела, односно апроксимативних формула које се иначе користе у литератури. Израчунате ширине линија припадају јонима високог јонизационог стања, па због тога нису ни експериментално мерене.

Утврђена је јединствена функционална зависност Штаркових ширина линија изоелектронских низова литијума и натријума, како од параметара плазме, тако и унутрашње структуре атома. На тај начин је могуће одредити Штарково ширење за било коју спектралну линију емитера који је део изоелектронских низова литијума и натријума. Утврђено је да је однос Штарковог ширења спектралних линија изоелектронских низова, које је преузето из литературе, и Штарковог ширења које предвиђа понуђена формула, мањи од 2 за 88% спектралних линија. Уколико је одступање линија неке серије систематско, оне се могу анализирати одвојено.

Посебан квалитет овом раду даје чињеница да је развијен приступ базама атомских података, као и података везаних за одговарајуће процесе (ефикасни пресеци). Обрада великог броја параметара је захтевала развој одговарајућих алгоритама који, с једне стране, омогућују брзу обраду података, а са друге стране омогућују квалитетну контролу и проверу процедуре и добијених резултата.

Значај утврђених регуларности и израчунатих ширина спектралних линија је у дијагностици плазме која се на основу ових података може извршити, као и у могућности да се на основу тога утврде особине астрофизичких објеката који су често извори оваквих спектралних линија.

7. ЛИТЕРАТУРА

1. Lanz, T., Artru, M.: *Physica Scripta* 32, 115 (1985)
2. Seaton, M.: *Journal of Physics B* 20, 6363 (1987)
3. Iglesias, C., Rogers, F., Wilson, B.: *The Astrophysical Journal* 360, 221 (1990)
4. Reyna Almandos, J., Bredice, F., Reineri, M., Gallardo, M.: *Physica Scripta* T134, 014018 (2009)
5. Iglesias, C., Rogers, F., Wilson, B.: *The Astronomical Journal* 360, 221-226 (1990)
6. Lambert, D., Warner, B.: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 140, 197-221 (1968)
7. Fischer, R., Wolfrum, E., Schweinzer, J.: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 50(085009) (2008)
8. Purić, J., Miller, M., Lesage, A.: *Astrophysical Journal* 416, 825 (1993)
9. Demtröder, W.: *Atoms, Molecules and Photons*. Springer Berlin Heidelberg New York, Berlin (2006)
10. Stark, J., Kirschbaum, H.: *Annalen der Physik* 348(7), 991 (1914)

11. Herbut, F.: Kvantna mehanika za istraživače. Univerzitet u Beogradu, Beograd (1999)
12. Пурић, Ј., Дојчиновић, И.: Физика атома. Завод за уџбенике, Београд (2013)
13. Blackman, J., Series, G.: The Stark effect in hydrogen and precision measurements of the Rydberg constant. J. Phys. B 6, 1090-1096 (1973)
14. Milosavljević, V.: Štarkovo pomeranje i širenje spektralnih linija iz spektara jednostruko, dvostruko i trostruko jonizovanih atoma azota. Magistarski rad, Univerzitet u Beogradu - Fizički fakultet (1996)
15. Крстајић, Н., Каделбург, Н.: Физика - Formule, reakcije, definicije. Завод за уџбенике, Београд (1994)
16. Miličević, D.: Modifikovani semiempirijski i uprošćeni semiklasični proračuni širenja spektralnih linija jona u plazmi. Diplomski rad, Univerzitet u Beogradu - Fizički fakultet (2002)
17. Popović, L.: Magistarski rad, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1991)
18. Sahal-Bréchet, S., Dimitrijević, M., Moreau, N.: STARK-B. In: STARK-B. (Accessed November 6, 2016) Available at: <http://stark-b.obspm.fr/>
19. Griem, H.: Spectral line broadening by plasmas., New York (1974)
20. Baranger, M.: Physical Review 111(2), 481 (1958)
21. Baranger, M.: Physical Review 111(2), 494 (1958)
22. Baranger, M.: Physical Review 112(3), 855 (1958)
23. Griem, H., Baranger, M., Kolb, A., Oertel, G.: Phys. Rev. 125(1), 177 (1962)
24. Sahal-Bréchet, S.: Astronomy & Astrophysics 1, 91 (1969)
25. Griem, H.: Physical Review 165(1), 258-266 (1968)

26. Dimitrijević, M., Konjević, N.: JQSRT 24, 451 (1980)
27. Purić, J., Lakićević, I., Glavonić, V.: Phys. Lett. A76(2), 128 (1980)
28. Blagojević, B.: Doktorska disertacija, Fizički fakultet Univerziteta u Beogradu (1999)
29. Bethe, H.: Ann. Physik 5, 325 (1930)
30. Seaton, M.: Atomic and Molecular Processes. Academic Press Inc., New York (1962)
31. Dimitrijević, M., Konjević, N.: Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 24, 451 (1980)
32. Bates, D., Damgaard, A.: Phil. Trans. Roy. Soc. London A242, 101 (1949)
33. Oertel, G., Shomo, L.: Astrophys. J. Suppl. Ser. 16, 175 (1968)
34. Jones, W., Bennett, S., Griem, H.: Tech. Rep. 71-128, University of Maryland (1971)
35. Dimitrijević, M., Konjević, N.: J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 30(1), 45 (1983)
36. Kramida, A., Fuhr, J.: Atomic Spectral Line Broadening Bibliographic Database. In: NIST. Available at: <http://physics.nist.gov/cgi-bin/ASBib1/LineBroadBib.cgi>
37. Димитријевић, М.: Публикације Астрономске Опсерваторије у Београду 70, 1-326 (2001)
38. Djeniže, S., Bukvić, S., Srećković, A., Platiša, M.: Mg II spectral line broadening in helium, oxygen and argon-helium plasmas. Astronomy & Astrophysics 424, 561-564 (2004)
39. Konjević, N., Lesage, A., Fuhr, J., Wiese, W.: Journal of Physical and Chemical Reference Data 31(3), 819 (2002)

40. Konjević, N.: Physics Reports 316(6), 339-401 (1999)
41. Konjević, N., Wiese, W.: Journal of Physical and Chemical Reference Data 5(2), 259 (1976)
42. Konjević, N., Wiese, W.: Experimental Stark Widths and Shifts for Spectral Lines of Neutral and Ionized Atoms. Journal of Physical and Chemical Reference Data 19(6), 1307-1385 (1990)
43. Konjević, N., Dimitrijević, M., Wiese, W.: J. Phys. Chem. Ref. Data 13, 619 (1984)
44. Konjević, N., Dimitrijević, M., Wiese, W.: J. Phys. Chem. Ref. Data 13, 649 (1984)
45. Konjević, N., Roberts, J.: J. Phys. Chem. Ref. Data 5(2), 209 (1976)
46. Purić, J., Ćirković, L.: In : IX ICPIG Contributed Papers, Prague, p.398 (1973)
47. Purić, J., Ćirković, L., Labat, J.: Fizika 6, 211 (1974)
48. Purić, J., Ćuk, M., Dimitrijević, M., Lesage, A.: Astrophysical Journal 382, 353 (1991)
49. Purić, J., Dojčinović, I., Nikolić, M., Šćepanović, M., Obradović, B., Kuraica, M.: The Astrophysical Journal 680, 803 (2008)
50. Tapalaga, I., Dojčinović, I., Purić, J.: Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 415(1), 503 (2011)
51. Elabidi, H., Sahal-Brechot, S.: The European Physical Journal D 61, 285 (2011)
52. Wiese, W., Konjević, N.: Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 28(3), 185 (1982)
53. Wiese, W., Konjević, N.: Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 47(3), 185 (1992)

54. Purić, J., Djeniže, S., Srećković, A., Labat, J., Ćirković, L.: *Physical Review A* 35, 2111 (1987)
55. Inglis, D., Teller, E.: *Astrophysical Journal* 90, 439 (1939)
56. Lakićević, I.: Ph. D. Thesis, University of Belgrade (1982)
57. Lakićević, I., Purić, J.: *W. de Gruyter* 2, 147 (1983)
58. Dimitrijević, M., Konjević, N.: *Z. Naturforsch* 39a, 553 (1984)
59. Dojčinović, I., Tapalaga, I., Purić, J.: *PASA* 28, 281 (2011)
60. Dojčinović, I., Tapalaga, I., Purić, J.: *MNRAS* 419, 904 (2012)
61. Dojčinović, I., Tapalaga, I., Purić, J.: *BASI* 41, 281 (2013)
62. Jevtić, D., Dojčinović, I., Tapalaga, I., Purić, J.: *BASI* 40, 151 (2012)
63. Purić, J., Ćuk, M., Lakićević, I.: *Physical Review A* 32(2), 1106-1114 (1985)
64. Purić, J., Šćepanović, M.: *The Astrophysical Journal* 521, 490 (1999)
65. Purić, J., Djeniže, S., Labat, J., Platiša, M., Srećković, A., Ćuk, M.: *Zeitschrift für Physik. D* 10, 431 (1988)
66. Purić, J., Djeniže, S., Srećković, A., Ćuk, M., Labat, J., Platiša, M.: *Zeitschrift für Physik. D* 8(4), 343 (1988)
67. Martin, W., Wiese, L. In: NIST. Available at: <http://physics.nist.gov/Pubs/AtSpec/node06.html>
68. Colon, C., Alonso-Medina, A.: *Journal of Physics B* 35, 1143–1153 (2002)
69. Dimitrijević, M., Sahal-Bréchet, S.: *Astronomy and Astrophysics* 136, 289-298 (1984)

70. Sarandaev, E., Salakhov, M.: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 56(3), 399-407 (1996)
71. Purić, J., Lakićević, I.: *Physics Letters* 91A(7), 345 (1982)
72. Bertuccelli, G., Di Rocco, H.: *Physica Scripta* 44, 138 (1991)
73. del Val, J., Peláez, R., Mar, S., Rodríguez, F., González, V., Gonzalo, A., Aparicio, J., del Castro, A.: *Phys. Rev. A* 77, 012501 (2008)
74. Djeniže, S., Labat, J., Konjević, R.: *Contrib. Plasma Phys.* 31(2), 69 (1991)
75. Sarandaev, E., Konovalova, O., Salakhov, M.: *JQSRT* 67, 105 (2000)
76. Glenzer, S., Uzelac, N., Kunze, H.: *Phys. Rev. A* 45(12), 8795 (1992)
77. Purić, J., Djeniže, S., Labat, J., Platiša, M., Srećković, A., Čuk, M.: *Z. Phys. D* 10(4), 431 (1988)
78. Blagojević, B., Popović, M., Konjević, N., Dimitrijević, M.: *JQSRT* 61(3), 361 (1999)
79. Djeniže, S., Labat, J.: *Publ. Obs. Astron. Belgrade* 53, 101 (1996)
80. Pérez, C., de la Rosa, I., de Frutos, A., Mar, S.: *Phys. Rev. E* 47(1), 756 (1993)
81. Konjević, N., Wiese, W.: *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 19(6), 1307 (1990)
82. Lesage, A.: *New Astronomy Reviews* 52, 471 (2009)
83. Šćepanović, M., Purić, J.: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 78, 197 (2003)
84. Dimitrijević, M., Sahal-Bréchet, S.: *JQSRT* 46, 41 (1991)
85. Dimitrijević, M., Sahal-Bréchet, S.: *Bull. Obs. Astron. Belgrade* 143, 29 (1991)

86. Dimitrijević, M., Feautrier, N., Sahal-Bréchet, S.: J. Phys. B 14, 2559 (1981)
87. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Obs. Astron. Belgrade 145, 65 (1992)
88. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: JQSRT 48, 397 (1992)
89. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 119, 369 (1996)
90. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Astron. Belgrade 153, 101 (1996)
91. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S., Bommier, V.: A&AS 89, 581 (1991)
92. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S., Bommier, V.: Bull. Obs. Astron. Belgrade 144, 65 (1991)
93. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Obs. Astron. Belgrade 146, 105 (1992)
94. Dimitrijević, M. S.: Bull. Obs. Astron. Belgrade 146, 115 (1992)
95. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 95, 109 (1992)
96. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 93, 373 (1992)
97. Dimitrijević, M. S.: Bull. Obs. Astron. Belgrade 146, 115 (1992)
98. Blagojević, B., Popović, M., Konjević, N., Dimitrijević, M.: JQSRT 61, 361 (1999)
99. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 101, 587 (1993)
100. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 107, 349 (1994)
101. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Astron. Belgrade 148, 29 (1993)
102. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS, Vol.105, p.245-246, 1994 105, 245 (1994)
103. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Astron. Belgrade 148, 21 (1994)

104. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: JQSRT 34, 149 (1985)
105. Dimitrijević, M. S. : JQSRT 44, 421 (1990)
106. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Obs. Astron. Belgrade 142, 59 (1990)
107. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Astron. Belgrade 151, 101 (1995)
108. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Phys.Scr. 58, 61 (1998)
109. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 99, 585 (1993)
110. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Astron. Belgrade 147, 35 (1993)
111. Dimitrijević, M., Djurić, Z., Mihajlov, A.: J.Phys.D 27, 247 (1994)
112. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S., Bommier, V.: A&AS 89, 591 (1991)
113. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S., Bommier, V.: Bull. Obs. Astron. Belgrade 144, 81 (1991)
114. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Bull. Astron. Belgrade 152, 99 (1995)
115. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 115, 351 (1996)
116. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: A&AS 100, 91 (1993)
117. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Serb. Astron. J. 158, 93 (1998)
118. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: hys.Scr. 61, 319 (2000)
119. Dimitrijević, M. S., Sahal-Bréchet, S.: Serb. Astron. J. 160, 15 (1999)
120. Kramida, A., Ralchenko, Y., Reader, J., Team, N.: NIST Atomic Spectra Database. (Accessed 2015) Available at: <http://physics.nist.gov/asd>
121. Tapalaga, I., Dojčinović, I., Milosavljević, M., Purić, J.: PASA 29, 20 (2012)

122. NIFS: NIFS DATABASE. In: NIFS DATABASE. (Accessed 2016) Available at: <https://dbshino.nifs.ac.jp>
123. Kim, Y., Irikura, K., Rudd, M., Ali, M., Stone, P.: Electron-Impact Cross Sections for Ionization and Excitation Database. In: NIST. (Accessed 2016) Available at: http://physics.nist.gov/PhysRefData/Ionization/atom_index.html
124. Лобода, П.: Spectr-W3. (Accessed 2016) Available at: <http://spectr-w3.snz.ru/cd.phtml>
125. Vriens, L., Smeets, A.: Physical Review A 22(3), 940 (1980)
126. Dojčinović, I., Tapalaga, I., Purić, J.: MNRAS 429, 2400 (2013)
127. Dimitrijević, M., Sahal-Bréchet, S.: Bulletin Astronomique de Belgrade 146, 73 (1992)
128. Dimitrijević, M., Sahal-Bréchet, S.: Bulletin Astronomique de Belgrade 148, 65 (1993)
129. Dimitrijević, M., Sachal-Bréchet, S.: Astronomy and Astrophysics Supplement series 105, 243 (1994)
130. Bennett, S., Griem, H.: Tech. Rep. 71-097, University of Maryland (1971)
131. Schiff, L.: Quantum Mechanics 2nd edn. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York (1955)

8. ПРИЛОГ

Ради комплетности теме неопходно је дати извођење основних формула које описују Штарков ефекат, што је основа целе области којом се бави ова теза. Ово извођење се може наћи у бројним уџбеницима [11], а овде ће бити наведено извођење које је преузето из [12].

8.1. Штарков ефекат

Да би се објаснио утицај електричног поља на енергетске нивое атома, може се сматрати да је електрично поље \mathcal{E} константно на димензијама атома и управљењо дуж z -осе. Хамилтонијан интеракције је:

$$H' = -\mathbf{p}\mathcal{E} \quad (8.1)$$

односно описан је интеракцијом електричног диполног момента \mathbf{p} и спољашњег електричног поља \mathcal{E} . Електрични диполни момент је дефинисан са

$$\mathbf{p} = -e\mathbf{r} \quad (8.2)$$

Како је електрично поље управљењо дуж z -осе коначно се добија

$$H' = e\mathcal{E}z \quad (8.3)$$

Може се претпоставити да је \mathcal{E} довољно велико да се поправка fine структуре може занемарити⁶. Такође, може се занемарити утицај промене масе, па је H' , дефинисано са (8.3), могуће посматрати као пертурбацију за хамилтонијан

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} \quad (8.4)$$

Пошто пертурбација H' не зависи од спина, прва поправка енергије атома се може добити користећи сопствене функције оператора H_0 . Другим речима, средња вредност пертурбације H' се може одредити помоћу функција ψ_{nlm_l} .

8.2. Линеарни Штарков ефекат

Прва поправка основног нивоа атома водоника E_1 је дефинисана са

$$E_1^{(1)} = \int \psi_{100}^* e\mathcal{E}z\psi_{100} d\mathbf{r} = e\mathcal{E} \int |\psi_{100}|^2 z d\mathbf{r} \quad (8.5)$$

Функција $|\psi_{100}|^2$ је парна, а z је непарно, па је у симетричним границама интеграције

$$\int |\psi_{100}|^2 z d\mathbf{r} = 0 \quad (8.6)$$

Коначно, за прву поправку основног нивоа атома водоника добија се

$$E_1^{(1)} = 0 \quad (8.7)$$

За први побуђени ниво са $n = 2$ постоје четири функције ψ_{200} , ψ_{210} , ψ_{211} и ψ_{21-1} , јер је стање четвороструко дегенерисано. Различити од нуле су једино матрични елементи за које је $m_l = m_l'$ и $l = l' \pm 1$. То значи да су једино они матрични елементи $\langle nlm_l | z | n'l'm_l' \rangle$ који одговарају стањима $2s$ (таласна функција ψ_{200}) и $2p_0$ (таласна функција ψ_{210}) различити од нуле, па је поправку енергије могуће одредити преко матрице

⁶ Више детаља о Штарковом ефекту се може наћи, на пример, у књизи Bethe H.A., Salpeter E.E., *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Plenum Publishing Corporation, New York, 1977.

$$\begin{vmatrix} H_{aa} - E_2^{(1)} & H_{ab} \\ H_{ba} & H_{bb} - E_2^{(1)} \end{vmatrix} = 0 \quad (8.8)$$

где је

$$H_{aa} = \int \psi_{200}^* e\mathcal{E}z\psi_{200} d\mathbf{r} = 0 \quad (8.9)$$

$$H_{bb} = \int \psi_{210}^* e\mathcal{E}z\psi_{210} d\mathbf{r} = 0 \quad (8.10)$$

$$H_{ab} = H_{ba} = \int \psi_{200}^* e\mathcal{E}z\psi_{210} d\mathbf{r} \quad (8.11)$$

Пошто пертурбација H' комутира са оператором L_z , довољно је радити у потпростору стања која су дефинисана истим квантним бројем m_l .⁷ Такође, H' је непарно у односу на оператор парности, па су чланови H_{aa} и H_{bb} , дати са (8.9) и (8.10), једнаки нули. Заменом одговарајућих ψ -функција у израз (8.11) добиће се

$$H_{ab} = H_{ba} = e\mathcal{E} \frac{Z^3}{16\pi a_0^3} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin\theta \cos^2\theta d\theta \int_0^\infty \left(\frac{Zr}{a_0}\right) \left(1 - \frac{Zr}{2a_0}\right) r^3 e^{-\frac{2r}{a_0}} dr = -3e\mathcal{E} \frac{a_0}{Z} \quad (8.12)$$

Заменом одговарајућих вредности у (8.8) добија се

$$\begin{vmatrix} -E_2^{(1)} & -3e\mathcal{E} \frac{a_0}{Z} \\ -3e\mathcal{E} \frac{a_0}{Z} & -E_2^{(1)} \end{vmatrix} = 0 \quad (8.13)$$

Два решења једначине (8.13) дата су са

$$E_2^{(1)}{}_{1,2} = \pm 3e\mathcal{E} \frac{a_0}{Z} \quad (8.14)$$

што значи да су у односу на почетни ниво, два новонастала енергетска нивоа померена за исту вредност навише и наниже.

Одговарајуће нормализоване функције стања су дате са

⁷ Погледати литературу из квантне механике, нпр. Хербут Ф., *Квантна механика*, Универзитет у Београду, Београд, 1999.

$$\psi_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{200} + \psi_{210}) \quad (8.15)$$

за $E_{2\ 1}^{(1)} = -3e\mathcal{E} \frac{a_0}{Z}$, и

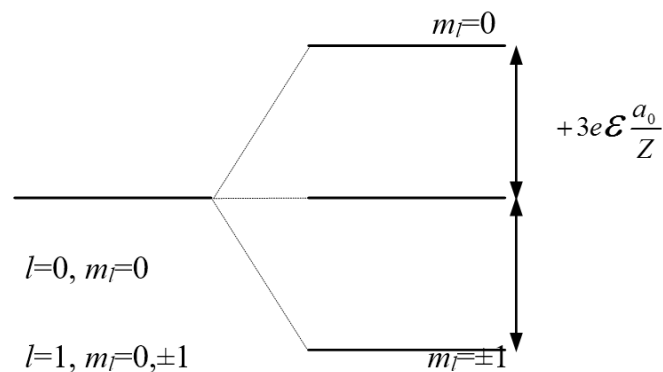
$$\psi_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_{200} - \psi_{210}) \quad (8.16)$$

за $E_{2\ 2}^{(1)} = +3e\mathcal{E} \frac{a_0}{Z}$. Треба напоменути да стања ψ_1 и ψ_2 , дата са (8.15) и (8.16), нису својствена стања оператора \mathbf{L}^2 , па ни l нису добри квантни бројеви. С друге стране, m_l је добар квантни број, пошто оператор L_z комутира са пертурбацијом H' , што значи да је систем инваријантан у односу на ротацију око z -осе. Дакле, ψ_1 и ψ_2 јесу својствене функције оператора L_z .

Енергијски расцеп, изражен у јединицама таласног броја, износи

$$\Delta k = \pm \frac{3e\mathcal{E}a_0}{hcZ} = \pm 12,8 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\mathcal{E}}{Z} \right) [\text{cm}^{-1}] \quad (8.17)$$

тако да треба применити довољно јако електрично поље (реда 10^7 V/m) да би се у експерименту уочио Штарков ефекат.



Слика 8.1 Цепанье енергијских нивоа услед Штарковог ефекта

Видимо да се енергије стања ψ_{211} и ψ_{21-1} не мењају, цепенье је симетрично око почетног енергетског нивоа за износ дат са (8.14) и добијају се три поднивоа, при чему је непромењени ниво двоструко дегенерисан (Слика 8.1).

Знајући да електрични дипол, чији је моменат \mathbf{d} , у електричном пољу \mathbf{E} има енергију $-\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}$, могућа су она стања у којима је \mathbf{d} паралелно са \mathbf{E} (ψ_1 стање), антипаралелно са \mathbf{E} (ψ_2 стање), али и два стања без компоненте \mathbf{d} дуж \mathbf{E} . Интензитет вектора \mathbf{d} је $3ea_0$. Може се закључити да само системи који се налазе у стању које је дегенерисано могу имати перманентни диполни момент. За стање водоника описано главним квантним бројем $n=2$ интензитет перманентног диполног момента је $3ea_0$.

С друге стране, недегенерисано стање атома водоника, описано главним квантним бројем $n=1$, нема перманентни диполни момент. Генерално, уколико је стање недегенерисано, онда атом нема перманентни диполни момент, а уколико је стање дегенерисано перманентни диполни момент постоји. Наиме, недегенерисана стања имају дефинисану парност (стање је или парно или непарно). Тако је за N честица диполни момент дефинисан са

$$\mathbf{d} = \sum_{i=1}^N e\mathbf{r}_i \quad (8.18)$$

и он је непаран у односу на оператор парности, па је његова очекивана вредност једнака нули. Овим разматрањем долази се до следећег закључка: *систем који се налази у недегенерисаном стању не може имати перманентни диполни момент.*

Ако би био укључен утицај fine структуре и Ламбов померај, онда би једначина (8.8) имала облик

$$\begin{vmatrix} E_2^{(0)} - E_2' - E_2 & H_{ab} \\ H_{ba} & E_2^{(0)} + E_2' - E_2 \end{vmatrix} = 0 \quad (8.19)$$

одакле је

$$E_2 = E_2^{(0)} \pm \sqrt{H_{ab}^2 + E_2'^2} \quad (8.20)$$

Ако је $H_{ab} \ll E'$, онда је електрично поље слабо и нема линеарног Штарковог ефекта. У супротном, тај ефекат постоји.

Као пример могу се размотрити нивои са $n = 3$ и $n = 2$. Ниво $n = 3$ се цепа на пет еквидистантних поднивоа, а ниво и $n = 2$ на три (Слика 8.2). Приликом прелаза електрона са једног на други ниво задовољена су селекциона правила дата са $\Delta m_l = 0, \pm 1$. Прелаз за који је $\Delta m_l = 0$ назива се π -прелаз, а прелаз описан са $\Delta m_l = \pm 1$ је σ -прелаз.

С друге стране, пошто l није добар квантни број у присуству спољашњег електричног поља, онда ће селекционо правило у односу на l бити модификовано. Специјално, пошто оператор H' има матричне елементе који повезују стања $2s$ и $2p$, а који нису једнаки нули, ова два стања су помешана. Метастабилно стање $2s$ је контаминирано стањем $2p$. То значи да се услед електричног поља индукује прелаз $2s \rightarrow 1s$, па је време живота $2s$ стања знатно скраћено. Овај процес је познат као "гашење метастабилног $2s$ стања".

Применом хомогеног електричног поља \mathcal{E} , за које је везана z -оса, добија се Ψ -функција облика

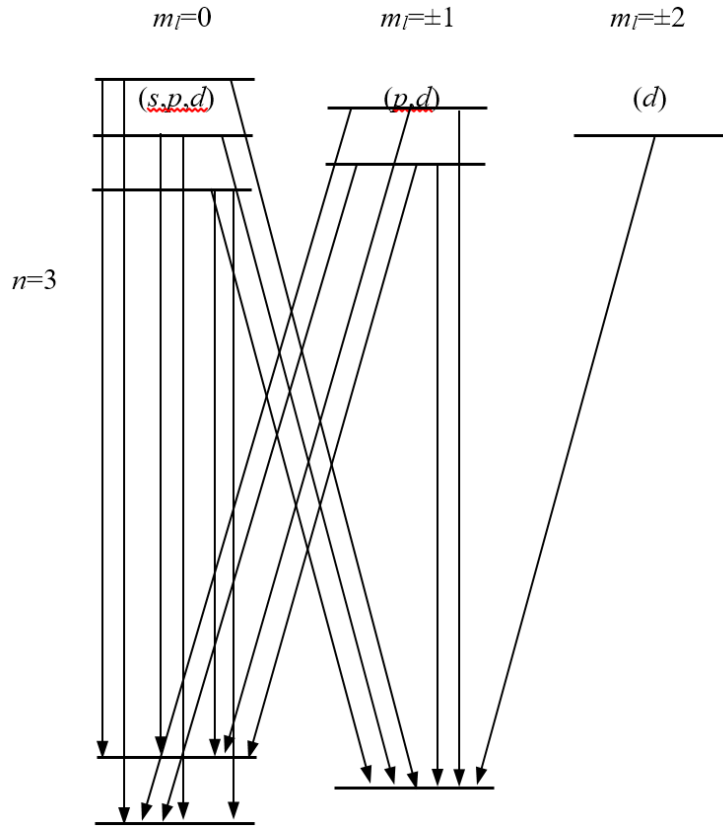
$$\Psi(\mathbf{r}, t) = c_1 \psi_1(\mathbf{r}) e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 - \Delta E)t} + c_2 \psi_2(\mathbf{r}) e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 + \Delta E)t} \quad (8.21)$$

где је

$$E_2 = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{8a_0} \quad (8.22)$$

и

$$\Delta E = |E_2^{(1)}| = 3e\mathcal{E}a_0 \quad (8.23)$$



Слика 8.2 Прелази између два нивоа водоника у електричном пољу (линија H_α).

Како су коефицијенти дати са $c_1 = c_2 = 1/\sqrt{2}$, а таласна функција у почетном тренутку је $\Psi(\mathbf{r}, t = 0) = \psi_{200}(\mathbf{r})$, онда се добија

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_1(\mathbf{r}) e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 - \Delta E)t} + \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_2(\mathbf{r}) e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 + \Delta E)t} = \\ &= \left[\psi_{200}(\mathbf{r}) \cos\left(\frac{\Delta E}{\hbar} t\right) + i \psi_{210}(\mathbf{r}) \sin\left(\frac{\Delta E}{\hbar} t\right) \right] e^{-\frac{i}{\hbar}(E_2 + \Delta E)t}. \end{aligned} \quad (8.24)$$

На основу израза (8.24) може се закључити да атом осцилује између стања $2s$, које је описано таласном функцијом ψ_{200} , и стања $2p_0$, описаног таласном функцијом ψ_{210} , са периодом

$$T = \frac{\pi \hbar}{\Delta E} \quad (8.25)$$

На пример, за јачину електричног поља $\varepsilon = 10^7$ V/m налази се да је период осциловања $T \approx 1,3 \cdot 10^{-12}$ s, што је много краће од времена $\tau = 1,6 \cdot 10^{-9}$ s које одговара

радијативном прелазу $2p \rightarrow 1s$ (време живота $2p$ стања у одсуству поља). Као резултат присуства поља произилази да су популације $2p$ и $2s$ стања скоро једнаке. Отуда у присуству јаког електричног поља прелази $2p \rightarrow 1s$ и $2s \rightarrow 1s$ имају једнаке вероватноће. Дакле, спољашње електрично поље може да индукује $ns - n's$ прелаз.

8.3. Квадратни Штарков ефекат

Као што се из једначине (8.6) може видети, за основно стање атома водоника нема линеарног Штарковог ефекта. Стога се мора израчунати члан другог реда из теорије пертурбације, тј. треба израчунати поправку другог реда нивоа E_1 . Та поправка је дата са

$$E_1^{(2)} = e^2 \mathcal{E}^2 \sum_{n \neq 1, l, m_l} \frac{|\langle \psi_{nlm_l} | z | \psi_{100} \rangle|^2}{E_1 - E_n} \quad (8.26)$$

где се сумирање врши по дискретним нивоима водоника. Из једначине (8.26) је јасно да се услед квадратног Штарковог ефекта смањује енергија основног нивоа водоника, пошто је $E_1 - E_n$ ($n \geq 2$) увек негативно.

Израчунавање израза (8.26) није тривијално, па се може проценити најмања вредност за $E_1^{(2)}$. Она се може добити уколико се у (8.26) израз $E_1 - E_n$ замени вредношћу $E_1 - E_2$. Отуда је

$$E_1^{(2)} = e^2 \mathcal{E}^2 \sum_{n \neq 1, l, m_l} \frac{|\langle \psi_{nlm_l} | z | \psi_{100} \rangle|^2}{E_1 - E_n} > e^2 \mathcal{E}^2 \frac{1}{E_1 - E_2} \sum_{n \neq 1, l, m_l} |\langle \psi_{nlm_l} | z | \psi_{100} \rangle|^2 \quad (8.27)$$

Сума у једначини (8.27) се може израчунати као

$$\sum_{n \neq 1, l, m_l} |\langle \psi_{nlm_l} | z | \psi_{100} \rangle|^2 = \sum_{n, l, m_l} \langle \psi_{100} | z | \psi_{nlm_l} \rangle \langle \psi_{nlm_l} | z | \psi_{100} \rangle = \langle \psi_{100} | z^2 | \psi_{100} \rangle \quad (8.28)$$

Пошто је

$$\langle \psi_{100} | z^2 | \psi_{100} \rangle = \langle \psi_{100} | x^2 | \psi_{100} \rangle = \langle \psi_{100} | y^2 | \psi_{100} \rangle = \frac{1}{3} \langle \psi_{100} | r^2 | \psi_{100} \rangle = \frac{a_0^2}{Z^2} \quad (8.29)$$

онда процена најмање вредности за $E_1^{(2)}$ даје

$$E_1^{(2)} > -e^2 \mathcal{E}^2 \frac{1}{E_2 - E_1} \frac{a_0^2}{Z^2} = -\frac{8}{3} \frac{(4\pi\epsilon_0)a_0^3}{Z^4} \mathcal{E}^2 \quad (8.30)$$

Бете и Салпетер су за $E_1^{(2)}$ добили вредност⁸

$$E_{100}^{(2)} = -2,25(4\pi\epsilon_0) \frac{a_0^3}{Z^4} \mathcal{E}^2 = -3,71 \cdot 10^{-41} \frac{\mathcal{E}^2}{Z^4} [\text{J}] \quad (8.31)$$

За јачину електричног поља $\mathcal{E} = 10^8$ V/m, на основу (8.31), добиће се поправка енергије другог реда $E_1^{(2)} = -0,02$ cm⁻¹.

Диференцирајући једначину (8.26) по \mathcal{E} добија се израз за електрични диполи момент

$$d = -\frac{\partial E_1^{(2)}}{\partial \mathcal{E}} = \bar{\alpha} \mathcal{E} \quad (8.32)$$

где је диполна поларизабилност атома у стању ψ_{100} дата са

$$\bar{\alpha} = 2e^2 \sum_{n \neq 1, l, m_l} \frac{|\langle \psi_{nlm_l} | z | \psi_{100} \rangle|^2}{E_n - E_1} \quad (8.33)$$

Пошто је електрични диполни момент d пропорцијалан јачини електричног поља \mathcal{E} (8.32), онда се он назива индуковани диполни момент. На основу (8.26) и (8.33) добија се веза поправке енергије другог реда и диполне поларизабилности атома

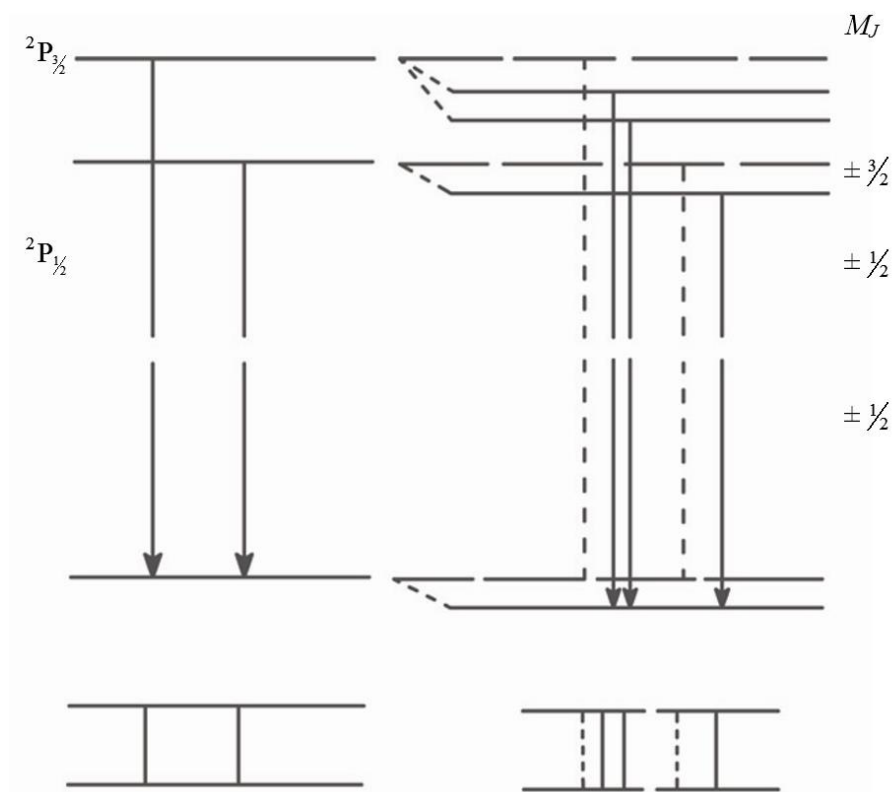
$$E_1^{(2)} = -\frac{1}{2} \bar{\alpha} \mathcal{E}^2 \quad (8.34)$$

Користећи израз (8.31), диполна поларизабилност атома се може изразити у облику

$$\bar{\alpha} = 4,50(4\pi\epsilon_0) \frac{a_0^2}{Z^4} = 7,42 \cdot 10^{41} Z^{-4} [\text{Fm}^2] \quad (8.35)$$

⁸ Видети Bethe H.A., Salpeter E.E., *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms*, Plenum Publishing Corporation, New York, 1977, прво издање Springer, Berlin, 1957.

Као пример квадратног Штарковог ефекта може се посматрати прелаз $3p \rightarrow 3s$ на D-линијама натријума. Дакле, посматрамо пар линија који настаје преласком са нивоа ${}^2P_{3/2}$ и ${}^2P_{1/2}$ на доњи ниво ${}^2S_{1/2}$. Када се емитер нађе у електричном пољу, долази до цепања и померања енергијских нивоа. Наиме, новонастали нивои се пребројавају са $|M_J|$, па ће доћи до цепања само нивоа ${}^2P_{3/2}$ на два нивоа дефинисана са $M_J = \pm 3/2$ и $M_J = \pm 1/2$ (Слика 8.3). Сагласно са (8.30) и (8.31) долази до смањења енергије свих нивоа. Приликом преласка електрона са горњих на доње енергетске нивое, сагласно селекционом правилу $\Delta M_J = 0, \pm 1$, настају три линије. Дакле, при квадратном Штарковом ефекту долази до цепања и померања спектралних линија. Мерећи померај спектралних линија може се одредити јачина електричног поља у коме се емитер налази.



Слика 8.3 Квадратни Штарков ефекат на D-линијама натријума (прелаз $3p \rightarrow 3s$).

Треба уочити да линеарни Штарков ефекат, који се јавља само код водоника, доводи до симетричног цепања и померања енергијских нивоа. Врло често је присутан и непомерени ниво, па се у спектру јавља и непомерена линија, уз

симетрично распоређене померене линије. При квадратном Штарковом ефекту долази до цепања енергијских нивоа, али је корекција енергије увек негативна. Зато су у спектру све линије померене, уз могућност да неке од њих буду и поцепане.

Треба напоменути да у спољашњем електричном пољу, услед пертурбације, долази до мешања стања и селекционо правило $\Delta l = \pm 1$ бива нарушено. Линије које су биле забрањене у апроксимацији електричног дипола сада се појављују са незанемарљивим интензитетима.

Штарков ефекат је нарочито велики на високоекситованим стањима атома. С једне стране, таласне функције које описују ова стања су водонику сличне. С друге стране, са порастом квантног броја n Штарково цепање постаје веће од енергетске разлике међу нивоима са различитим n . Све ово се ефективно испољава као појава дегенерисаних стања. Зато се код високоекситованих стања атома јавља линеарни Штарков ефекат.

8.4. Биографија аутора

Биографија аутора

1) Основни биографски подаци

Тапалага Иринел, дипломирани физичар, рођен је 30.4.1978. године у Панчеву, где је завршио основну и средњу школу. Средњу електротехничку школу је завршио 1997 и уписао факултет. Дипломирао је на Физичком факултету у Београду 2009. године на смеру Теоријска и експериментална физика са просечном оценом 8,12. Тренутно је студент треће године докторских студија на Физичком факултету на смеру Физика јонизованог гаса, плазме и технологија плазме са просечном оценом 10,00.

2) Наставна активност

Кандидат је ангажован 2012-2014 на извођењу лабораторијских вежби из предмета Физичких мерења за студенте прве године Хемијског факултета. Поред тога у 2014. години је држао лабораторијске вежбе из физике за студенте прве године Физичке хемије. Две године је предавао физику у Регионалном центру за таленте „Михајло Пупин“ из Панчева, ученицима трећег и четвртог разреда. Учествовао је у припремама олимпијског тима Србије за међународну олимпијаду из физике.

3) Научна активност

Од 1. јуна 2011. запослен као истраживач-приправник на Физичком факултету у оквиру пројекта Министарства просвете и науке "Дијагностика и оптимизација извора плазме значајних за примене" (ев. бр. 171034) под руководством проф. др Милорада Кураице. До сада има седам радова објављених у врхунским међународним часописима и десет радова у зборницима међународних конференција.

Изјава о ауторству

Потписани-а: Иринел Тапалага

број индекса: D-18/2010

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом:

Испитивање регуларности Штарковог ширења код изоелектронских низова литијума и натријума.

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанта

У Београду, 10.2.2017

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског
рада

Име и презиме аутора: Иринел Тапалага

Број индекса: D-18/2010

Студијски програм: Физика јонизованог гаса и плазме

Наслов рада: Испитивање регуларности Штарковог ширења код изоелектронских
низова литијума и натријума.

Ментор: Проф. др Иван Дојчиновић

Потписани/а _____

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанта

У Београду, 10.2.2017

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Испитивање регуларности Штарковог ширења код изоелектронских низова литијума и натријума.

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

Потпис докторанта

У Београду, 10.2.2017
