

Универзитет у Крагујевцу

Природно-математички факултет

Експериментална вежба из

Атомске физике

Асистент: мр Владимир Марковић

Вежба

Фина структура атома Na

Увод

Циљ ове вежбе је уочавање fine структуре атома натријума, и одређивање разлике између таласних дужина D_1 и D_2 линија. Ра раздвајање линија користићемо дифракциону решетку којом се може уочити цепање D линије, тј. уочавање дублетне структуре на другом реду дифракционог максимума. Како би се одредила константа дифракционе решетке користићемо спектралну лампу са хелијумом, чије спектралне линије су познате.

Задаци

1. Одређивање константе дифракционе решетке хелијумском лампом.
2. Одређивање спектралних линија натријума и мерење растојања између дублетних линија.

Теоријско појашњење

Спектар алкалних метала

Емпиријски приступ

Емпиријска формула дата у облику сличном Ридберговој формули за атом водоника даје прилично тачне резултате спектра алкалних метала:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left[\frac{1}{(n_1 - \delta_1)^2} - \frac{1}{(n_2 - \delta_2)^2} \right] \quad (1)$$

Ридбергова константа R је приближино једнака R_H атома водоника. Вредности се незнатно мењају за сваки елемент. n_1 и n_2 су главни квантни бројеви, а придружене величине δ_1 и δ_2 су познате као квантни дефекти. По аналогији са Ридберговом формулом можемо дефинисати ефективне квантне бројеве:

$$n^* = n - \delta \quad (2)$$

Квантни дефект за одређено стање дефинисано главним квантним бројем је функција од орбиталног квантног броја l у првој апроксимацији. У Табели 1 су приказане вредности квантног дефекта алкалних метала.

Табела 1. Квантни дефекти алкалних метала

$n \setminus l$	0	1	2	3
2	0.40	0.04	-	-
3	1.373	0.883	0.01	-
4	1.357	0.867	0.011	0.0
5	1.352	0.862	0.13	-0.001
6	1.349	0.859	0.011	-0.008

Прецизнија релација за вредности квантних ефективних бројева је облика:

$$n^* = n - \alpha(l) - \beta(l)/n^2 \quad (3)$$

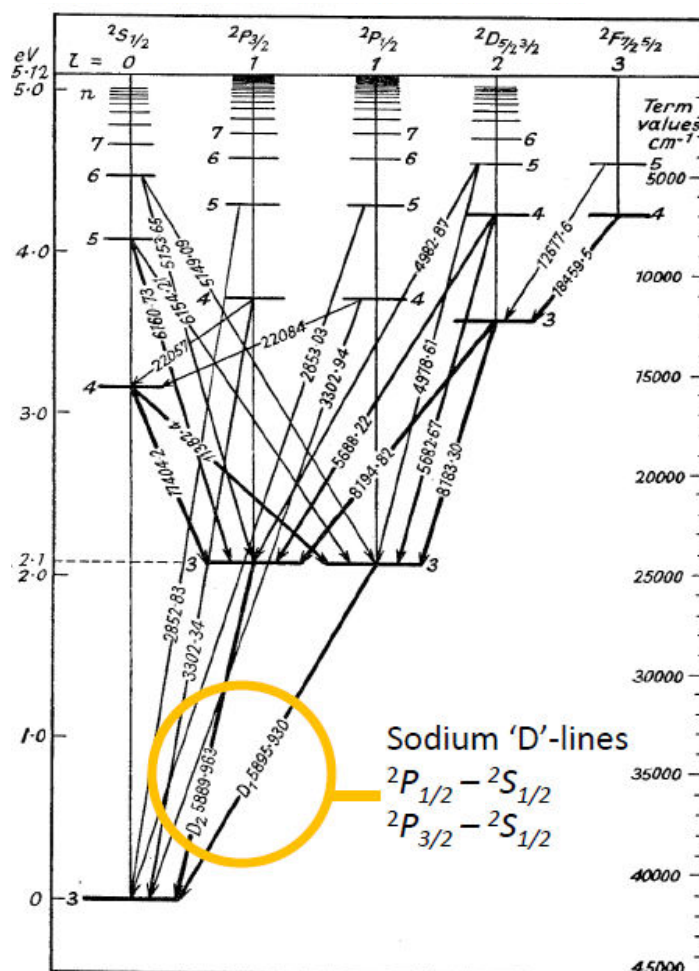
Ова релација је позната као „Rydberg-Ritz“ –ова формула, која се добија из Бор Сомерфилдове теорије. α и β су константе у оквиру одређене серије термова, где је $\beta \ll \alpha$ и обично се може занемарити. Како желимо уочити фину структуру прелаза $3P \rightarrow 3S$ код атома Na морамо у обзир узети прецизније вредности ефективних квантних бројева датих у Табели 2 за основна стања Алкалних метала.

Табела 2. Ефективне вредности квантних бројева

Ниво	$Li(n=2)$	$Na(n=3)$	$K(n=4)$	$Rb(n=5)$
$(ns) {}^2S_{1/2}$	1.588	1.626	1.77	1.805
$(np) {}^2P_{1/2}$	1.966	2.116	2.232	2.280
$(np) {}^2P_{3/2}$	1.966	2.117	2.235	2.293

Заменом вредности из Табеле 2 у једначину 1 за прелазе ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ и ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ добијамо линије таласних дужина $588.32nm$ (D_2 линија) и $587.52nm$ (D_1 линија) респективно.

На Слици 1 је приказан дијаграм fine структуре енергетских нивоа Натријума. Може се видети да су таласне дужине D_1 и D_2 линија $589.593nm$ и $588.9963nm$.



Слика 1. Дијаграм fine структуре енергетских нивоа Натријума

Векторски модел атома

За прецизно описивање појаве fine структуре атома, потребно је користити квантномеханички модел атома. Фина структура настаје услед интеракције спина електрона \vec{s} са орбиталним моментом кретања, \vec{l} , што доводи до укидања дегенерације стања са паралелном и антипаралелном пројекцијом спина на ангуларни момент импулса.

Услед постојања орбиталног кретања електрона јавља се орбитални магнетни момент, који је са орбиталним угаоним моментом у вези:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_0} \vec{l}, \quad (4)$$

чији је интензитет у стању са квантним бројем угаоног момента l дат као

$$\mu_l = \frac{e}{2m_0} \hbar \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}, \quad (5)$$

где је $\mu_B = 9.274078 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$ Боров магнетон, тј. магнетни момент електрона на првој Боровој орбити. Вектор магнетног момента се може изразити користећи Боров магнетон као

$$\vec{\mu} = -g_l \mu_B \frac{\vec{l}}{\hbar}, \quad (6)$$

где се дефинише g фактор који овде има вредност јединице.

Поред орбиталног момента кретања, електрон поседује и унутрашњи момент – спин, \vec{s} и њему придружени спински магнетни момент

$$|\vec{s}| = \hbar \sqrt{s(s+1)} \quad (7)$$

$$\vec{\mu}_s = -g_s \frac{e}{2m_0} \vec{s}, \quad (8)$$

где је $s = \frac{1}{2}$ спински квантни број, а g фактор електрона $g_s = 2.0023$.

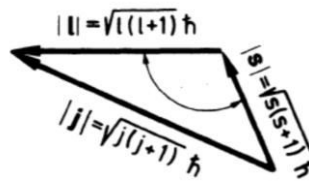
Сви енергетски термови - са изузетком s стања једноелектронских атома, поцепани у два подстања. Ово ствара дублетне структуре спектралних линија, које се једним именом означавају као фина структура.

Фина структура се не може објаснити Кулоновом интеракцијом између језгра и електрона. Она је резултат магнетне интеракције између орбиталног магнетског момента и унутрашњег момента електрона, тзв. спин-орбит спрезање. Померај

енергетских нивоа зависи од тога да ли су ова два момента паралелна или антипаралелна.

Спрезање магнетних момената доводи до стварања укупног угаоног момента, за које важи: \vec{l} и \vec{s} се сабирају тако да дају укупни угаони момент \vec{j} , Слика 2, чији је интензитет $|\vec{j}| = \hbar\sqrt{j(j+1)}$, где су $j = |l \pm s|$, тј. $j = \left|l \pm \frac{1}{2}\right|$ вредности могућих квантних бројева укупног угаоног момента. Укупно постоје $2j+1$ могућности оријентације вектора \vec{j} у магнетном пољу. Можемо рећи да:

- за s електроне $l=0$ и $j = \frac{1}{2}$. Имамо само једну вредност за j и немамо цепање линија.
- за p електроне $l=1$ и $j = \frac{3}{2}$ и $j = \frac{1}{2}$, тако да је p стање поцепано на два нивоа.



Слика 2. Векторско сабирање вектора угаоних момената и укупан угаони момент \vec{j}

Енергија спин орбит интеракције (спрезања) износи:

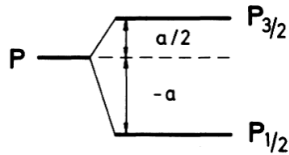
$$V_{l,s} = \frac{\alpha}{2} (j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)), \quad (9)$$

где је за водонику сличне атоме

$$\alpha \propto \frac{Z^4}{n^3 l(l + \frac{1}{2})(l+1)}. \quad (10)$$

Код fine структуре једно електронских стања важи:

- интеракција магнетног момента електрона са магнетним моментом орбиталног кретања цепа ниво у два поднивоа. Резултат је дублетни ниво. Натријумово $3P$ стање се цепа у $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$, Слика 3.
- код s стања нема цепања.
- нивои са вишим j имају више енергије.
- цепање fine структуре је пропорционално Z^4 језгра.



Слика 3. Натријумова фина структура $3P$ стања

Фину структуру је тешко опазити у H атому. За H_α , H_β и H_γ линије Балмерове серије (6562.79, 4861.33 и 4340.46 Å) цепања су 0.14, 0.08 и 0.07 Å, респективно. Ово одговара таласном броју 0.33cm^{-1} за водоникову H_α линију што је у микроталасној области. Директно опажање цепања оптичких линија у две врло блиске компоненте није могуће конвенционалним спектрометрима услед доплеровог ширења линија. Насупрот томе, опажене вредности за пар линија примарне серије цезијума су $\lambda = 8943 \text{ Å}$ и 8521 Å . Цепање је $\Delta\lambda = 422 \text{ Å}$ или $\Delta\nu = 554\text{cm}^{-1}$. То је толико велико да је у ствари те две лиње тешко препознати као компоненте једног пара. Натријумов атом лежи између ова два екстрема: жута линија D , има две компоненте D_1 и D_2 одвојене за 6 Å , што одговара 17.2cm^{-1} . Цепање је највеће за најмање квантне бројеве n .

Сада можемо да проширимо симболизам потребан за идентификацију енергетских термова атома. Термови орбиталног угаоног момента се генерално означавају великим словима S, P, D, F и тд. Главни квантни број n се пише као цео број испред слова, и квантни број укупног угаоног момента j као доњи индекс. Мултиплетност $2s+1$ се пише као горњи индекс лево од слова које означава угаони моменат. За једно електронске системе термови су дублетни, јер спин једног електрона има две оријентације у односу на орбитални угаони моменат.

S термови се не цепају. Али мултиплет 2 се пише и за S термове једно електронског система. Тако имамо следеће симболе:

$2^2S_{1/2}$ за стање у коме је валентни електрон са квантним бројем $n = 2$, $l = 0$ и $j=1/2$.

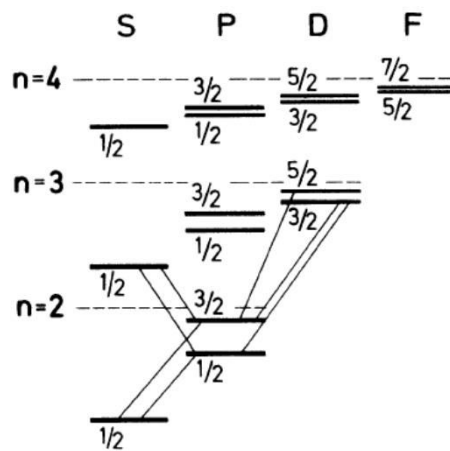
$2^2P_{1/2}$ за стања у коме је валентни електрон са главним кв. бројем $n = 2$, $l = 1$, $j=1/2$,

$2^2P_{3/2}$ или $j=3/2$.

Генерално симболизам је $n^{2s+1}L_j$. Велика слова S (спински квантни број), L (квантни број орбиталног момента) и J (кв.број укупног угаоног момента) примењују се на вишеелектронски систем, док се одговарајућа мала слова примењују на један електрон.

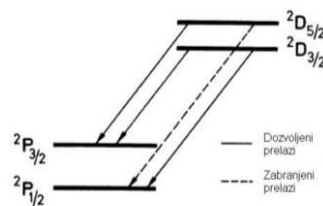
Резултат се може сумирати за електрон у непопуњеној спољашњој љусци, у шеми термова приказаним на Слици 4. Ова слика јасно показује да укидање орбиталне дегенерације (тј. разлика у енергији између термова са истим n , али различитим квантним бројем l) и спин орбит цепање постаје мање и мање како квантни бројеви n и l расту.

Оптички прелази у шеми термова поштују правило $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$. Оптички прелази су дозвољени само ако се мења угаони моменат, l . Укупни угаони моменат, j , међутим, може да остане исти. Ово се може десити ако се орбитални и спински моменти промене у супротним смеровима.



Слици 4. Фина структура алкалних метала

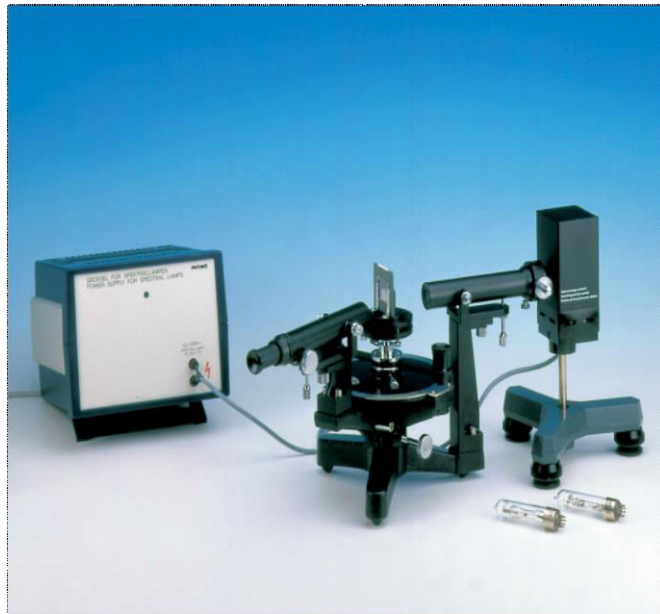
Прве главне серије алкалних атома потичу из прелаза између најнижег $^2S_{1/2}$ терма (тј, $n = 2, 3, 4, 5, 6$ за Li, Na, K, Rb, Cs) и P терма $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$. Пошто су S термови једноструки виде се само парови линија. Исто важи и за оштре секундарне серије које настају прелазима између два најнижа P $^nP_{3/2}$ ($n = 2, 3, 4, 5, 6$ за Li, Na, K, Rb, Cs) и виших $^2S_{1/2}$ термова. Линије дифузних секундарних серија су триплети (Слика 5) јер су оба P и D термови дублети.



Слика 5. Линије дифузних секундарних серија алакалних метала

Апаратура

Експериментална апаратура која се користи у овој вежби је приказана на Слици 6. Хелијумска спектрална лампа повезана са напајањем високог напона се користи као извор зрачења. Извор напајања треба подесити на око 5 kV.



Слика 6. Експериментална апаратура за одређивање fine структуре атома натријума

Користећи апаратуру са Слике 6 одредити константу дифракционе решетке. Када светлост са хелијумске лампе, чије су таласне дужине дате у Табели 3, пада на дифракциону решетку константе d долази до дифракције. Максимуми се формирају при угловима дифракције α који задовољавају услов дифракционих максимума:

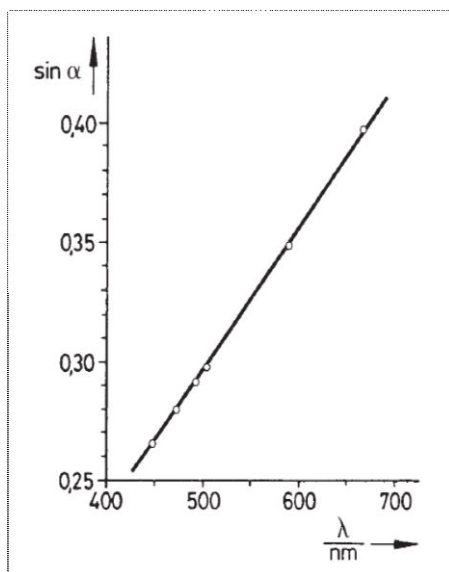
$$n\lambda = d\sin\alpha \quad (11)$$

За први ред максимума одредити $\sin\alpha$ дифракционих максимума.

Табела 1 Таласне дужине хелијумовог спектра

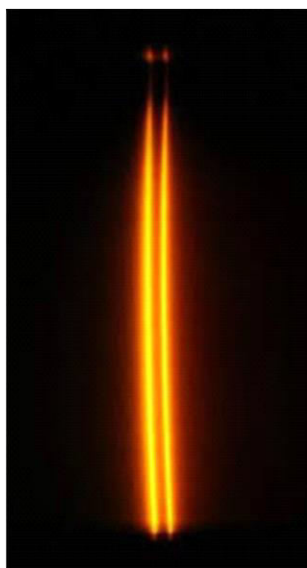
боја	Таласна дужина (nm)
црвена	667.8
жута	587.6
зелена	501.6
зеленкасто плава	492.2
плавкасто зелена	471.3
плава	447.1

На милиметарском папиру нацртати график зависности $\sin \alpha$ од таласне дужине линије, Слика 8. На графику нацртати грешке мерења. Са графика скинути коефицијент правца и одредити констану дифракционе решетке.



Слика 7. График зависности $\sin \alpha$ од таласне дужине спектралних линија

Потом дифракциону решетку поставити на апаратуру са Сликe 2. Спектралну лампу натријума укључити и сачекати неколико минута како би се загрејала. Зазор на отвору гониометра повећати како би се уочила широка трака у централном максимуму. Ротирајући покретну ручицу гониометра пронаћи жуту линију у првом реду дифракционог максимума. Смањујући зазор на отвору гониометра уочити две раздвојене линије. Размак између њих је још увек мали коко би се прецизно мерио. Поново повећати зазор на отвору гониометра и потражити други ред максимума жуте линије. Повећање зазора је неопходно како би де повећао интензитет светлости и како би се уочио други ред максимума. Када се уочи потребно је поново смањити зазор како би се уочиле две одвојене линије. Фокусирати видно поље како би се уочиле што јасније линије, као на Слици 8.



Слика 4. Дублет D линија натрујума на другом реду максимума

Позиционирати крст на сочиву гониометра на једну од линија и измерити угао скретања. Поступак поновити и са другом линијом.

Одредите растојање између две линије fine структуре са припадајућим грешкама. Колика је ширена у eV ?

Напомена: Водити рачуна да је дифракциона решетка постављена нормално на примарни правац простирања светлости. То можете учинити мерењем угла првог дифракционог максимума на левој и десној страни и проверити да ли се ове вредности у границама грешке поклапају.