

Универзитет у Београду  
Електротехнички факултет

Марко В. Ерић

Имплантација јона у канале кристала  
силицијума

Докторска дисертација

Институт за нуклеарне науке "Винча"

Београд, 2014.

University of Belgrade  
School of Electrical Engineering

Marko Erich

# Ion Implantation in the Silicon Crystal Channels

PhD Thesis

“Vinca” Institute of Nuclear Science

Belgrade 2014.

## **Ментор**

др Срђан Петровић, научни саветник, Универзитет у Београду,  
Институт за нуклеарне науке „Винча“

## **Чланови комисије**

др Јелена Радовановић, ванредни професор, Универзитет у  
Београду, Електротехнички факултет

др Витмоир Милановић, професор емеритус, Универзитет у  
Београду, Електротехнички факултет

др Михалис Кокорис, доцент, Национални технички Универзитет у  
Атини, Факултет за примењене математичке и физичке науке

др Небојша Нешковић, научни саветник, Универзитет у Београду,  
Институт за нуклеарне науке „Винча“

др Пеђа Михајловић, ванредни професор, Универзитет у Београду,  
Електротехнички факултет

Београд

\_\_\_\_.\_\_\_\_.2014.

## **Захвалница**

Захваљујем се руководиоцу израде ове докторске дисертације, др Срђану Петровићу, научном саветнику Института за нуклеарне науке “Винча” Универзитета у Београду, на подршци и сарадњи, и др Михалису Кокорису, ванредном професору Националног техничког универзитета у Атини, Грчка, на активном учешћу у изради ове докторске дисертације.

## Резиме

У овој докторској дисертацији предмети експерименталног и теоријског истраживања су: (1) одређивање дубинског профила концентрације азота у силицијуму изазваног имплантациом јона азота  $^{14}\text{N}^{2+}$ , енергије 4 MeV, у  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  канале кристала силицијума и у случајно оријентисан кристал силицијума, и (2) одређивање дубинског профила аморфизације кристала силицијума изазваног имплантацијом јона алуминијума  $^{27}\text{Al}^{2+}$ , енергије 6 MeV, у  $\langle 110 \rangle$  канале кристала силицијума и случајно оријентисан кристал силицијума. У свим горе наведеним случајевима флуенс имплантираних јона је износио  $10^{17}$  јона/ $\text{cm}^2$ .

Дубинско профилисање азота извршено је користећи метода нуклеарних реакција (NRA) изучавањем  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција и применом SRIM 2010 и SIMNRA рачунарских програма. За случајно оријентисани кристал силицијума уочено је неслагање експериментално добијених и симулираних профила концентрације азота, и, у складу са тим, претпостављено је формирање “мехура” азота у силицијуму и одговарајућа промена густине кристала силицијума, као могуће објашњење овог неслагања између експерименталних резултата и теорије. Поред тога, измерени су спектри Радерфордовога повратног расејања у каналисаном случају (RBS/C) на имплантираним и неимплантираним тачкама кристала силицијума. Ови спектри су заједно са добијеним дубинским профилима концентрације азота коришћени за одређивање дубинског профила аморфизације кристала силицијума изазваног имплантацијом јона азота.

Дубински профил аморфизације кристала силицијума изазван имплантацијом јона алуминијума одређен је скенирајућим микро-Рамановим мерењем дуж трансверзалног попречног пресека имплантиране области

кристала. Кораци скенирања су били 0,2 и 0,3  $\mu\text{m}$ , за случај имплантације у  $\langle 110 \rangle$  и случајно оријентисани кристал силицијума, респективно. Добијени резултати су упоређени са одговарајућим RBS/C спектрима. Такође, снимљене су SEM фотографије тарнсверзалног попречног пресека имплантиране области кристала силицијума у случају  $\langle 110 \rangle$  кристала силицијума. Утврђено је одлично поклапање максимума дубинског профила аморфизације кристала силицијума са максимумом концентрације имплантираног алуминијума у силицијуму. Ово јасно показује да се скенирајућа микро-Раманова спектроскопија може користити као нови метод у одређивању дубинског профила аморфизације кристала која је изазвана високо енергијском јонском имплантацијом.

**Кључне речи:** Јонска имплантација, ефекат каналсања, аморфизација  
силицијума

**Научна област:** Физика

**Ужа научна област:** Примењена физика

**УДК:** 621.3

## Abstract

In this PhD thesis, the subjects of the experimental and theoretical research are: (1) determination of the nitrogen depth profile of 4 MeV  $^{14}\text{N}^{2+}$  ions implanted in the  $\langle 100 \rangle$  and  $\langle 110 \rangle$  channels of silicon crystals and in a randomly oriented silicon crystal and (2) determination of the silicon crystal amorphization depth profile induced by 6 MeV  $^{27}\text{Al}^{2+}$  ions in the  $\langle 110 \rangle$  channels of silicon crystal and in a randomly oriented silicon crystal. In all of the above mentioned cases the fluence of the implanted ions was  $10^{17}$  ions/cm<sup>2</sup>.

Nitrogen depth profiling was obtained applying the Nuclear Reaction Analysis (NRA) method via study of  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  nuclear reactions and using the SRIM 2010 and SIMNRA computer programs. In the case of the randomly oriented silicon crystal pronounced difference between the experimentally obtained and simulated nitrogen profiles was observed, and, with respect to that, formation of the nitrogen “bubble” in silicon and the corresponding change of the silicon density were assumed, as a possible explanation of that difference between the experimental results and theory. Additionally, Rutherford Backscattering Spectrometry in channeling mode (RBS/C) was performed on the implanted and virgin silicon crystal spots. These spectra were used, together with the obtained concentration depth profiles, for determination of the amorphization depth profiles of the silicon crystals induced by the nitrogen ions implantation.

Silicon crystal amorphization depth profile induced by the aluminum ions implantation was obtained via micro-Raman Spectroscopy ( $\mu\text{RS}$ ) scanning measurements of the crystal transversal cross section along the implanted region. Scanning steps were 0.2  $\mu\text{m}$  and 0.3  $\mu\text{m}$  for  $\langle 110 \rangle$  and randomly oriented silicon crystals, respectively. The obtained results were compared with the corresponding RBS/C spectra. Further, the Scanning Electron Microscopy (SEM) photograph of the

transversal cross section of the implanted region for the case of <110> silicon crystal was taken. It was found an excellent agreement between maxima of the crystal amorphization depth profile and maxima of the implanted aluminum concentration depth profile. This clearly indicates that  $\mu$ RS scanning technique could be used as a novel method for obtaining of the crystal amorphization depth profile induced by the high-energy ion implantation.

**Keywords:** Ion implantation, channeling effect, silicon amorphization

**Scientific field:** Physics

**Narrow scientific field:** Applied physics

**UDK:** 621.3



## САДРЖАЈ

1. УВОД	1
2. КАНАЛИСАЊЕ ЈОНА У КРИСТАЛУ	3
2.1. Теоријске основе каналисања јона	4
2.2. Јон-атомски потенцијал интеракције	8
2.3. Енергијски губитак јона у кристалу	12
2.4. Размазивање енергијског губитка (Straggling)	17
2.5. Деканалисање јона у кристалу	20
3. ПРЕГЛЕД ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИХ МЕТОДА	26
3.1. Метод Радерфордовога повратног расејања	26
3.1.1 <i>RBS метод у случају каналисања јона (RBS/C)</i>	30
3.2. Метода нуклеарних реакција	32
3.3. Раманова спектроскопија	35
3.3.1 <i>Раманова спектроскопија кристала силицијума</i>	36
3.4. Метода скенирајуће електронске микроскопије	38
4. РЕЗУЛТАТИ	40
4.1. Јонска имплантација	40
4.2. Одређивање профила концентрације високоенергијских јона азота имплантираних у <100>, <110> и случајно оријентисане кристале силицијума	45
4.2.1 <i>Основе одређивања профила концентрације азота NRA методом</i>	46
4.2.2 <i>RBS/C спектри протона измерени у имплантираним и неимплантираним тачкама кристала силицијума</i>	52
4.2.3 <i>NRA анализа профила концентрације азота</i>	56
4.2.4 <i>Промена густине матрице силицијума изазвана имплантацијом азота</i>	61
4.2.5 <i>Профили концентрације азота имплантираног у случајно, &lt;100&gt; и &lt;110&gt; оријентисане кристале силицијума добијени NRA методом</i>	66
4.2.6 <i>Профили аморфизације кристала силицијума изазвани имплантацијом јона азота енергије 4 MeV у &lt;100&gt; и &lt;110&gt; оријентацији силицијума</i>	68
4.3. Одређивање дубинских профила аморфизације у силицијуму изазване јонском имплантацијом помоћу микро-Раманове спектроскопије	71

4.3.1 Експериментална поставка	72
4.3.2 RBS/C спектри	73
4.3.3 Микро-Раманови спектри	75
4.3.4 Дубински профили аморфизације силицијума изазвани имплантацијом алуминијума	79
5. ЗАКЉУЧЦИ	87
Литература	90
БИОГРАФИЈА	94
Списак радова објављених у протеклом периоду у међународним часописима	94

## 1. УВОД

У овој докторској дисертацији предмет експерименталног и теоријског истраживања је имплантација високо енергијских јона азота и алуминијума имплантираних у канале  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  односно  $\langle 110 \rangle$  канала кристала силицијума, респективно, као и при случајној оријентацији кристала силицијума у односу на сноп јона. Енергије имплантираних јона азота и алуминијума су биле 4 MeV и 6 MeV, респективно. Анализирани су дубински профили концентрације азота и дубински профили аморфизације силицијума који су изазвани јонском имплантацијом азота и алуминијума.

Профили имплантираних јона азота у кристалу силицијума одређени су помоћу методе нуклеарних реакција (NRA - Nuclear Reaction Analysis) користећи  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарне реакције (Erić, et al., 2012). Наиме, енергијски губици емитованих  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  честица садрже информацију са које дубине су алфа честице емитоване (Ziegler, Biersack, & Littmark, The Stopping and Range of Ions in Solids, Vol. 1, 1985), на основу чега се одређује профил концентрације имплантираног јона азота. Аморфизација силицијума изазвана имплантацијом јона азота добијена је из одговарајућих спектра повратно Радерфордски расејаних протона (RBS - Rutherford Backscattering Spectroscopy) енергије 1.2 MeV и добијених профила концентрације азота.

У случају имплантације јона алуминијума аморфизација кристала силицијума одређена је помоћу Микро-Раманове спектроскопије ( $\mu\text{RS}$  - Micro Raman Spectroscopy), скенирајући попречни пресек узорка силицијума дуж региона имплантираног кристала (Erich, Petrović, Kokkoris, Liarokapis, Antonakos, & Telečki, 2013). Треба истаћи да је ова метода оригинална и да је први пут коришћена за одређивање профила аморфизације кристала која је изазвана јонском имплантацијом.

Глава 2 ове докторске дисертације бави се теоријским основама каналисања и механизмом деканалисања јона у кристалима.

Преглед и теоријске основе експерименталних метода коришћених у овој дисертацији су представљени у глави 3.

У глави 4 изложени су експериментални и теоријски резултати високо енергијске имплантације јона азота и алуминијума у кристалу силицијума дуж одговарајућих канала кристала и у случају случајне оријентације кристала у односу на сноп јона.

На крају дисертације дати су закључци и списак коришћене литературе.

## 2. КАНАЛИСАЊЕ ЈОНА У КРИСТАЛУ

Уколико се аморфни материјал, који има случајно оријентисане везе између атома, изложи деловању јонског снопа долази до еластичног и нееластичног расејања јона на атомима материјала. Посматрајући профиле имплантираних јона у аморфним материјалима уочава се подударност са Гаусовом расподелом, изузев на самом крају имплантиране области где долази до наглог опадања профила концентрације без уобичајеног Гаусовог "репа". Међутим, уколико је мета монокристал, профили имплантираних јона показиваће изражену зависност од оријентације јонског снопа у односу на кристалну решетку. Овај ефекат се назива ефекат каналисања јона.

Могућност постојања ефекта каналисања јона у кристалима предвидео је Штарк 1912 године (Stark, 1912). Међутим, овај ефекат је експериментално потврђен тек неколико деценија касније, 1960. године, од стране Дејвиса и сарадника, кад су откривене неочекивано велике дубине продирања тешких јона у кристалима алуминијума и волфрама (Davis & Sims, 1960). Главни разлог за "закаснилу" потврду ефекта каналисања је у томе што је у то време проучавање интеракције електрона и X-зрака са кристалима било приоритет. Године 1963, Робинсон и Оен (Robinson & Oen, 1963) су извршили рачунарску симулацију заустављања јона бакра енергија од 1 до 10 keV у различитим кристалима и несумљиво утврдили увећане дубине продирања, уколико се правац јонског снопа поклапао са кристалографским осама кристала, и на тај начин потврдили Дејвисове експерименталне резултате.

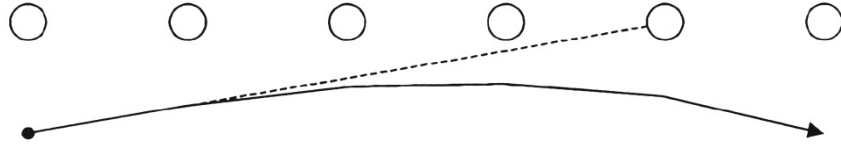
Теорију каналисања јона је први формулисао Линхард 1965. године (Lindhard, 1965). Први прегледни рад који се бавио феноменом каналисања јона са свеобухватним прегледом истраживања ефекта каналисања јона објавио је Гемел 1974. године (Gemmel, 1974). У првим истраживањима фокус је био на каналисању лаких јона, пре свега протона и алфа честица, у циљу испитивања

карактеристика мете. Каснија истраживања су се фокусирали на каналисање тешких јона са циљем испитивања пројектила (Krause & Datz, 1996).

Поред основне Линхардове теорије каналисања, Петровић и сарадници су формулисали теорију кристалних дуга (Petrović, Miletić, & Nešković, 2000), која тачно предвиђа угаоне и просторне расподеле каналисаних јона за танке кристале, што Линдхардова теорија није у могућности. Ова теорија је генерализација модела кристалних дуга који важи у случају врло танких кристала (Nešković, 1986).

## 2.1. Теоријске основе каналисања јона

Уколико је путања јона паралелна или приближно паралелна са атомским низовима кристала, тада потенцијал интеракције између јона и атомског низа враћа јон ка простору између атомских низова и на тај начин формира канал у оквиру кристалне решетке. Интеракција између јона и атомског низа састоји се од већег броја узастопних интеракција јона и атома који чине атомски низ (слика 2.1). На тај начин јони осцилују око центра канала крећући се дуж правца његове осе, и тада говоримо о процесу аксијалног каналисања. На сличан начин, уколико се јон каналише између кристалографских равни кристала, говоримо о ефекту планарног каналисања. Ефекат каналисања је аналоган ефекту вођења ЕМ таласа кроз таласовод, или вођењу светлости кроз оптичко влакно. Каналисани јони одбијајући се од атомских низова кристала имају врло малу вероватноћу судара са кристалном решетком и на тај начин су спречени блиски нуклеарни судари јона и атома кристала. Такође, концентрација електронског гаса у каналу кристала је мања у односу на случајано оријентисани правац, што доводи до мање израженог енергијског губитка и увећаних дубина продирања каналисаних у односу на неканалисане јоне у аморфној или случајно оријентисаној кристалној мети.



**Слика 2.1.** Шематски приказ интеракције јона и атомског низа кристала у случају аксијалног каналисања.

Да би јон био аксијално каналисан угао који заклапа његов вектор брзине са осом канала мора бити мањи од критичног угла за каналисање. Критеријум за процену критичног угла дао је Линдхард 1965. године (Lindhard, 1965):

$$\psi = \sqrt{\frac{a_{TF}}{d}} \psi_1, \quad (2.1)$$

где је

$$\psi_1 = \sqrt{\frac{2Z_1Z_2e^2}{Ed}}, \quad (2.2)$$

где је  $d$  усредњено растојање између атома у атомском низу,  $Z_1$  и  $Z_2$  су атомски бројеви пројектила (јона) односно атома кристала, респективно,  $e$  је елементарно наелектрисање електрона,  $E$  је енергија пројектила (јона) и  $a_{TF}$  је Томас-Фермијев радијус екранирања који је дат следећим изразом  $a_{TF} = \sqrt[3]{9\pi^2/128Z_2} a_0$ ;  $a_0$  је Боров радијус. Вредност за радијус екранирања за већину кристала креће се између 0,01 и 0,02 nm. Критични угао се за случај тешких и спорих јона креће у распону од  $3^\circ$  до  $5^\circ$ . За случај виших енергија каналисаних

јона, кад је испуњен услов  $E > 2Z_1Z_2e^2d/a_{TF}^2$ , критични угао се своди само на  $\psi_1$  (Lindhard, 1965).

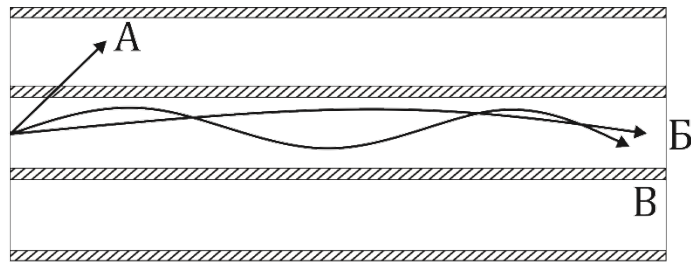
Линдхард је такође показао да је класична механика довољно добра за прецизно описивање ефекта каналисања јона. При томе се може користити континуална апроксимација, тј. замењивање јон-атомског потенцијала интеракције са континуалним усредњеним потенцијалом дуж правца кретања јона. На овај начин каналисани јони ефективно "виде" уместо атомског низа, тј. низа појединачних атома, "шипку", са усредњеним потенцијалом који је дат следећим изразом

$$U(\rho) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{+\infty} V(\sqrt{\rho^2 + z^2}) dz , \quad (2.3)$$

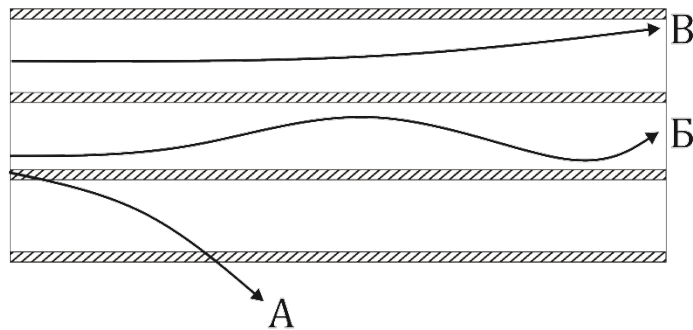
где  $V$  представља јон-атомски потенцијал и  $\rho$  је растојање јона од атомског низа у трансверзалној равни.

Путања јона код аксијалног каналисања зависи од два кључна фактора, упадног угла и ударног параметра. Наиме, у првом случају можемо мењати упадни угао а фиксирати његов ударни параметар (положај у односу на атомски низ кристала). Уколико је упадни угао јона већи од критичног угла за каналисање јон је одмах деканалисан настављајући да се креће као у аморфном материјалу, док је у супротном каналисан. Међутим, јони са мањим упадним угловима имају мање изражене осцилације у својој путањи, ређе се налазе близу атомским низовима кристала, процес њиховог деканалисања је мање изражен и сходно томе имају веће дубине продирања. Супротно њима, за јоне са већим упадним угловима, амплитуде њиховог осцилаторног кретања су веће, чешће се налазе у близини атомских низова где је густина електронског гаса већа тако да је процес деканалисања израженији (видети слику 2.2).





а) Различити упадни углови



б) Различити ударни параметри

**Слика 2.2.** Шематски приказ путања јона код аксијалног каналисања. (а) Путање јона са различитим упадним угловима: путања А представља путању јона са упадним углом већим од критичног угла за каналисање, док су путање Б и В са упадним углом мањим од критичног угла за каналисање; (б) путање јона паралелне оси канала у зависности од ударног параметра.

Размотримо сада јоне који су паралелни оси канала, са фиксираним упадним углом, а мењају се ударни параметри јона, и то од атомског низа ка центру канала. Јони који улазе у канал врло близу атомског низа су расејани под довољно великим углом тако да нису каналисани. Ови јони могу бити и расејани под углом који је већи од  $90^\circ$ , и тада се сматрају да су повратно расејани. Јони са ударним параметром који је ближи атомском низу могу бити каналисани, али њихов већи угао расејања доводи до веће амплитуде осцилаторног кретања око центра канала, већег енергијског губитка и израженијег процеса деканалисања, дакле веће вероватноће да буду деканалисани. На крају, јони са упадним параметрима блиским оси канала имаће путање чије ће амплитуде осцилаторног кретања око центра канала

бити мање, имаће мањи енергијски губитак, веће дубине продирања и већу вероватноћу да буду добро каналисани за време кретања. У специјалном случају када се путања јона поклапа са осом канала он ће најдуже бити каналисан односно имаће највећу вероватноћу да не буде деканалисан у току кретања у кристалу.

## 2.2. Јон-атомски потенцијал интеракције

Интератомски потенцијал у кристалима, али и у осталим чврстим телима, се може представити као сума привлачног и одбојног дела. У кристалима растојање између суседних атома кристалне решетке,  $r_0$ , је равнотежни положај у коме се изједначавају привлачна и одбијна компонента интеракционог потенцијала. На већим растојањима од  $r_0$  доминира привлачна компонента интеракционог потенцијала. Наиме, електрони попуњавају енергијске нивое појединачних атома, а сходно Паулијевом принципу искључења нижи енергијски нивои, који одговарају унутрашњим електронским орбиталама, су употпуности попуњени, док виши енергијски нивои спољних електронских орбитала нису попуњени. Како се атоми приближавају један другом долази до преклапања валентних (спољашњих) електронских орбитала, што доводи до формирања веза и слабих ван дер Валсових сила.

Уколико је растојање међу атомима мање од Боровог радијуса (0,053 nm), потенцијал који доминира између атома је Кулонов. Међутим, на средњим даљинама, када је растојање између атома веће од Боровог радијуса али мање од средњег растојања између атома кристалне решетке,  $r_0$ , потенцијал интеракције је одбојни и састоји се од два дела: 1) електростатичко Кулоново одбијање два позитивно наелектрисана језгра; и 2) енергије потребне за очување електрона два блиска атома без нарушавања Паулијевог принципа искључења. Будући да два електрона не могу заузимати исто квантно стање, у

случају преклапања електронских орбитала са истим квантним стањима, одређени електрони морају бити подигнути на више енергијске нивое са различитим квантним стањима, за шта је потребно уложити додатну енергију. Са већим приближавањем атома, долази до међусобног преклапања све већег броја електронских орбитала, за шта је потребна већа енергија.

Јони који се крећу кроз кристал, што важи и за каналисане јоне, приближавају се атомима кристалне решетке у распону тзв. средњих даљина, односно мањим од средњег растојање између атома кристалне решетке а већим од Боровог радијуса. У том случају јони виде само екранирани Кулонов потенцијал. Наиме, постоји смањење Кулоновог електростатичког потенцијала услед екранирања електрона са унутрашњих електронских орбитала. Екранирани Кулонов потенцијал дат је следећим изразом (Gammel, 1974):

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \chi(r), \quad (2.4)$$

где  $\chi(r)$  је екранирајућа функција, која се дефинише као однос атомског и Кулоновог потенцијала на међусобном растојању  $r$ .

У идеалном случају функција екранирања добро скалира Кулонов потенцијал на свим даљинама, тако да за врло велике даљине тежи нули, а за мале даљине (Боров радијус) тежи јединици. На тај начин се може користити само једна функција за јон-атомски потенцијал приликом описивања процеса судара.

Функција екранирања се може одредити полазећи од Томас-Фермијевог статистичког модела атома, који претпоставља да се електрони могу третирати статистички, односно да електрони формирају електронски гас у оквиру потенцијалне јаме у околини позитивно наелектрисаног језгра. Полазећи од густине стања и Поасонове једначине могуће је добити Томас-

Фермијеву диференцијалну једначину коју задовољава функција екранирања (Nastasi, Mayer, & Hirvonen, 1996)

$$\left(\frac{r}{a_{TF}}\right)^{1/2} \frac{d^2}{d\left(\frac{r}{a_{TF}}\right)^2} \chi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right) = \chi\left(\frac{r}{a_{TF}}\right)^{3/2}. \quad (2.5)$$

Једначина (2.5) нема аналитичко решење, већ се може решити само нумеричким путем. Преглед више нумеричких решења Томас-Фермијеве једначине дао је Торенс (Torrens, 1972). Једно од познатијих решења је Бејкеров ред од четрдесет чланова који врло брзо конвергира за мале вредности односа  $r/a_{TF}$ , док за веће вредности има проблем са конвергенцијом. Међутим, за ширу примену пожељан је аналитички израз који апроксимира решење Томас-Фермијеве једначине у знатно већем опсегу вредности односа  $r/a_{TF}$ . Апроксимативни аналитички изрази добијени су фитовањем тачног нумеричког решења Томас-фермијеве једначине коришћењем релативно једноставних математичких израза (Torrens, 1972).

Познатије апроксимације функције екранирања су Зомерфелдова, Линдхардова, Кернерова, итд. Најчешће коришћена је Молијерова апроксимација функције екранирања (Molier, 1947.):

$$\chi(x) = 0.35e^{-0.3x} + 0.55e^{-1.2x} + 0.1e^{-6x}, \quad (2.6)$$

где је  $x = r/a_{TF}$ . За вредности  $x$  мање од 10 Молијерова апроксимација има одлично поклапање са Томас-Фермијевом функцијом екранирања.

Томас-Фермијева функција екранирања добијена је за изоловани атом. За систем од два атома уобичајено је користити једноставан атомски потенцијал са прилагођеном дужином екранирања која би узела у обзир систем од два атома:

$$a_{TF} = \sqrt[3]{\frac{9\pi^2}{128} \frac{a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}}. \quad (2.7)$$

Томас-Фермијев статистички модел се бави прорачуном расподеле наелектрисања током процеса атомског судара једноставним скалирањем са атомским бројем, не узимајући у обзир квантну електронску структуру атома, односно чињеницу да постоје енергијске електронске љуске. Коришћење кватно механичке расподеле наелектрисања базиране на Хартри-Фоковом атомском моделу добијене су значајне разлике у односу на Томас-Фермијев модел атома. Поклапање је најбоље за најкраћа растојања од атома која одговарају унутрашњим електронским љускама.

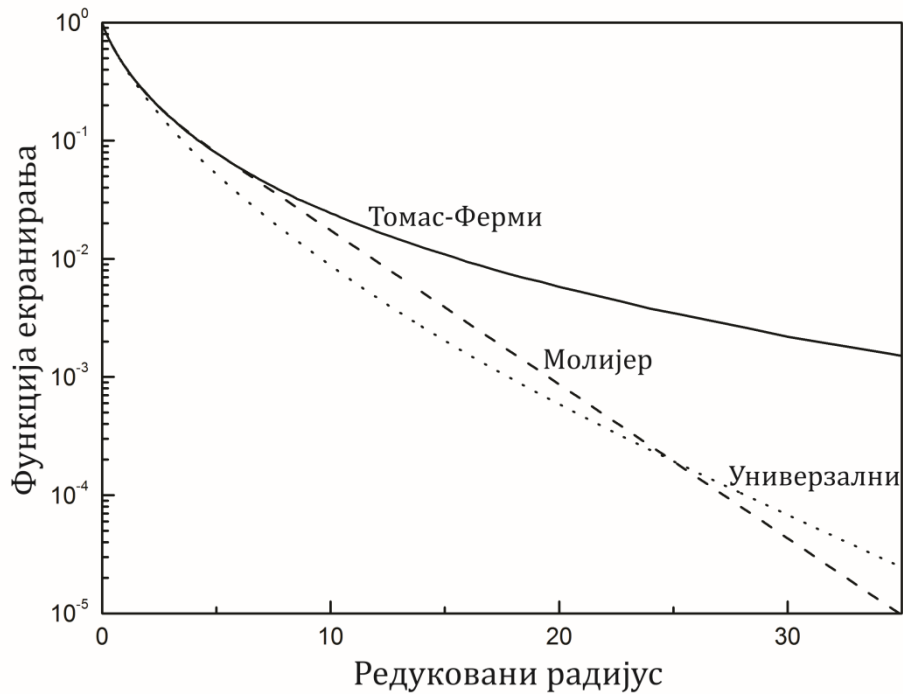
У циљу проналажења најбоље аналитичке функције за описивање функције екранирања, односно атомског потенцијала, Зиглер и сарадници (Ziegler, Biersack, & Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Vol. 1, 1985) су извршили детаљне прорачуне потенцијала у чврстом стању за 261 парова јон-мета користећи експерименталне резултате, и дали су универзалну формулу за функцију екранирања:

$$\chi(x) = 0.1818e^{-3.2x} + 0.5099e^{-0.9423x} + 0.2802e^{-0.4028x} + 0.02817e^{-0.2016x}, \quad (2.8)$$

где  $x = r/a_U$ , при чему је  $a_U$  дато следећим изразом

$$a_U = \sqrt[3]{9\pi^2/128} a_0 / (Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23}). \quad (2.9)$$

На слици 2.3 су упоредо приказане функције екранирања у зависности од редукованог радијуса за Томас-Фермијев модел, Молијерову апроксимацију и универзални потенцијал.



*Слика 2.3. Зависност функције екранирања (однос атомског потенцијала и потенцијала чистог неекранираног атомског језгра) од редукована радијалне координате дефинисане као однос растојања од атома и Томас-Фермијеве дужине екранирања за Томас-Фермијев и Молијеров потенцијал, односно  $a_0$  (2.9) за универзални потенцијал.*

### 2.3. Енергијски губитак јона у кристалу

Јони који се крећу кроз кристал губе енергију кроз серију судара са атомима и електронима мете. Енергијски губитак јона се креће од неколико eV по нанометру до неколико стотина eV по нанометру, у зависности од пре свега енергије и масе јона као и од материјала мете. Постоје два механизма губитка енергије базираних на типу честица које учествују у судару, 1) нуклеарни, при којем долази до преноса енергије на атом мете и 2) електронски, при којем јон

побуђује и избацује електроне из атомских орбитала. Нуклеарни судари могу имати велике енергијске губитке по једном судару и знатно мењају путању јона и одговорни су за нарушавање кристалне структуре мете, док је у случају електронских судара енергијски губитак по једном судару знатно мањи а промена путање услед судара је мала. Два параметра која битно утичу на процес енергијског губитка су почетна енергија јона и његов атомски број. Нуклеарни енергијски губици доминирају за мале енергије и велике вредности атомског броја јона, док обрнуто важи за електронске губитке, који доминирају за велике енергије и мале вредности атомских бројева јона.

За израчунавање губитка енергије поред зауставне моћи тј. губитка енергије дуж јединице дужине (stopping power) дефинише се и пресек за заустављање (stopping cross section) као  $S = dE/Ndx$  где је  $N$  атомска густина, који је независан од густине материјала. Пресек за заустављање код нуклеарног енергијског губитка се може добити из Томас-Фермијевог статистичког модела атома као (Winterbon, Sigmund, & Sanders, 1970):

$$S_n(E) = \frac{C_m E^{1-2m}}{1-m} \left[ \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \right]^{1-m}, \quad (2.10)$$

где су  $M_1$  и  $M_2$  масе јона и атома мете,  $E$  је почетна енергија јона,  $m$  је индекс који има следеће вредности:  $m = 1/3$  за  $\varepsilon \leq 0.2$ ;  $m = 1/2$  за  $0.08 \leq \varepsilon \leq 2$ ;  $m = 1$  за  $\varepsilon \geq 10$ ; где је  $C_m$  константа дата следећим изразом (Winterbon, Sigmund, & Sanders, 1970):

$$C_m = \frac{\pi}{2} \lambda_m a_{TF}^2 \left( \frac{2Z_1 Z_2 e^2}{a_{TF}} \right)^{2m} \left( \frac{M_1}{M_2} \right)^m, \quad (2.11)$$

са вредностима за коефицијент  $\lambda$  датим као:  $\lambda_{1/3}=1.309$ ,  $\lambda_{1/2}=0.327$  и  $\lambda_1=0.5$ ; док је  $\varepsilon$  такозвана редукована енергија уведена као:

$$\varepsilon = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \frac{a_{TF}}{Z_1 Z_2 e^2} E. \quad (2.12)$$

Једначина (2.10) омогућава одређивање нуклеарног пресека за заустављање базираном на Томас-Фермијевом атомском моделу са тачношћу од ~20% (Winterbon, Sigmund, & Sanders, 1970). Ради постизања веће тачности у одређивању нуклеарног енергијског губитка као и већег опсега енергија у коме он важи, користи се универзална функција екранирања Зиглера и сарадника за прорачун пресека за заустављање, на основу које добијамо (Ziegler, Biersack, & Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, vol. 1, 1985.):

$$S_n(\varepsilon) = \frac{0.5 \ln(1+1.1383\varepsilon)}{\varepsilon + 0.01321\varepsilon^{0.21226} + 0.19593\varepsilon^{0.5}}, \quad (2.13)$$

за  $\varepsilon \leq 30$  и

$$S_n(\varepsilon) = \frac{\ln(\varepsilon)}{2\varepsilon}, \quad (2.14)$$

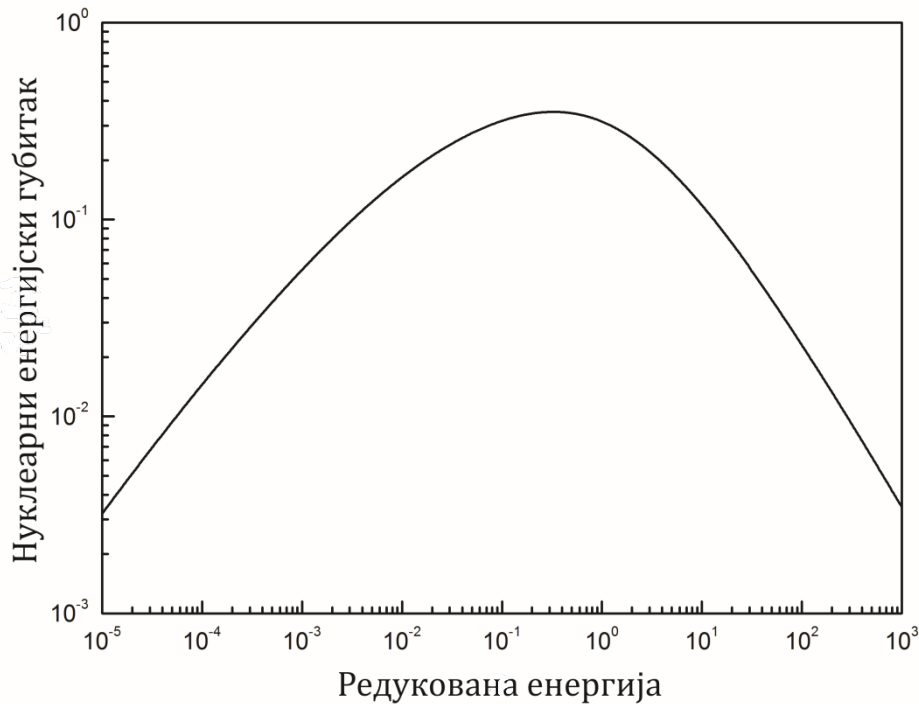
за  $\varepsilon > 30$ , где је у једначини (2.12) за редуковану енергију Томас-Фермијева дужина екранирања дата једначином (2.9). Веза између пресека за заустављање у нотацији редуковане енергије и енергије јона је

$$S_n(\varepsilon) = \frac{M_1 + M_2}{4M_1 \pi a_U Z_1 Z_2 e^2} S_n(E), \quad (2.15)$$

На слици 2.4 је приказана зависност нуклеарног енергијског губитка од редуковане енергије добијеног из универзалног потенцијала.

Други механизам губитка енергије јона је електронски енергијски губитак. Електронски енергијски губитак је доминантнији од нуклеарног за веће енергије, а у сличају каналисања јона, кад је вероватноћа судара јона са атомима мете знатно умањена, практично је једни процес успоравања јона.





*Слика 2.4. Нуклеарни енергијски губитак у зависности од редуковане енергије добијен помоћу универзалне функције екранирања.*

Процес електронског енергијског губитка значајно зависи од брзине јона. Наиме, за мале брзине, мање од  $Z_1^{2/3} v_0$ , где је  $v_0$  Борова брзина електрона на најнижој орбитали водониковог атома, губитак енергије је пропорционалан брзини јона, односно  $E^{1/2}$ , док је за брзине знатно веће од  $Z_1^{2/3} v_0$ , електронски енергијски губитак опада са  $1/E$ .

За израчунавање електронског енергијског губитка у подручју малих брзина јона развијена су три модела, који сви дају линеарну зависност од брзине јона, а то су Ферми-Телеров (Fermi & Teller, 1947), Фирсов (Firsov, 1959) и Линдхард-Шарфов модел (Lindhard, Scharff, & Schiott, 1963).

Ферми-Телеров модел квалитативно добро описује зависност електронског губитка енергије од брзине, али његова квантитативност је проблематична. Линдхард-Шарфов модел је најпрецизнији и опште прихваћен. Фирсов и Линдхард-Шарфов модел претпостављају да проласком јона долази до интеракције са атомом мете и формирања квази-молекула, што је реална претпоставка ако је брзина јона довољно мала. У таквом квази-молекулу долази до размене електрона атома мете и јона. Електрони који прелазе са атома мете на јон морају бити додатно убрзани до брзине јона, за шта је потребна додатна енергија коју добијају од самог јона, те га самим тим и успоравају. Линдхард-Шарфов модел зауставне моћи јона дат је следећим изразом (Lindhard, Scharff, & Schiott, 1963):

$$S_e(v) = 8\pi e^2 a_0 \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} \left(\frac{v}{v_0}\right). \quad (2.16)$$

Фирсов модел има мању прецизност, и његов опсег важења је када однос атомских бројева јона и мете није већи од 4. Енергијски губитак јона при једном електронском судару (Firsov, 1959):

$$\Delta E = \frac{0.35(Z_1 + Z_2)^{5/3} \hbar / a_0}{[1 + 0.16(Z_1 + Z_2)^{1/3} b / a_0]^5} v, \quad (2.17)$$

Из формуле (2.17) се види да је зауставна моћ обрнуто сразмерна од ударног параметра јона- $b$ , што је чини интересантним у случају каналисаних јона.

За случај великих брзина јона време интеракције је кратко да би омогућило стварање квази-молекула, основне претпоставке претходног модела. У овом режиму потенцијал интеракције је чисто Кулонов. Када брзи јон пролази поред атома мете, део импулса а самим тим и део енергије јона се преноси на електрон. Израз за зауставну моћ у овом режиму је дата преко Бетеове формуле (Bethe, 1930) као:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{m_e v^2} n_e \ln \frac{2m_e v^2}{\hbar \omega_e}, \quad (2.18)$$

где је  $n_e$  средња густина електронског гаса, а  $\omega_e = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$  је плазмена фреквенција електронског гаса.

У случају сложених једињења са два или више елемената користи се Брагово правило (Bragg & Kleeman, 1905) за одређивање енергијског губитка у том једињењу. Наиме, Брагово правило је једноставно линеарно адитивно правило које претпоставља да је интеракција јона и атома мете независна од околних атома мете. У том случају за сложено једињење које се састоји од  $i$  различитих елемената са атомским концентрацијама  $c_i$ ,  $\sum_i c_i = 1$ , важи:

$$S = \sum_i c_i S_i, \quad (2.19)$$

где је  $S$  зауставна моћ сложеног једињења, а  $S_i$  је зауставна моћ  $i$ -тог елемента.

Брагово правило, као што је претходно већ споменуто, претпоставља да је интеракција између јона и атома независна од околине. Ипак, физичко и хемијско стање околине утиче на енергијски губитак. Експерименталано утврђена одступања од Браговог правила су најизраженија у околини максимума енергијског губитка, као и за нека једињења као што су оксиди, нитрати и угљо-водоници. Одступања од Браговог правила могу бити реда од 10 до 20% (Ziegler & Manoyan, 1988).

#### 2.4. Размазивање енергијског губитка (Straggling)

Када јонски сноп продире кроз материју, поред успоравања долази још и до процеса ширења енергијске расподеле самог снопа. Овај процес је познат као размазивање (Straggling) енергијског губитка (у даљем тексту стреглинг) и

последица је статистичких флукуација у трансферу енергије приликом судара са атомима мете.

Постоје четири главне теорије које описују електронски стреглинг, и при томе свака важи за посебни режим енергијског губитка. Ако се узме да је  $\Delta E$  средњи губитак енергије, а  $E$  је енергија јонског снопа имамо:

1. **Вавилову теорију** ( $\Delta E/E < 10\%$ ) (Vavilov, 1957) – за танке слојеве и мале енергијске губитке. Расподела енергије је асиметрична.
2. **Борову теорију** ( $10\% < \Delta E/E < 20\%$ ) (Bohr, 1948) – са већим бројем судара расподела енергије јона постаје симетрична – Гаусова.
3. **Сајмонову теорију** ( $20\% < \Delta E/E < 50\%$ ) (Kumakhov & Komarov, 1981) – ова теорија укључује нестатистички стреглинг изазван променом енергијског губитка. Наиме, уколико је енергија јонског снопа већа од енергије на којој је максимум енергијског губитка, онда јони са нижом енергијом имају већи енергијски губитак од јона са већом енергијом што доводи до додатног нестатистичког стреглинга.
4. **Пејн-Чалерсова теорија** ( $50\% < \Delta E/E < 90\%$ ) (Payne, 1969) – када енергијски губитак доведе до пада енергије јонског снопа испод енергије на којој је максимум енергијског губитка, јони са мањом енергијом ће имати мањи губитак енергије од јона са вишом енергијом што ће довести до сажимања расподеле енергијских губитака.

Нестатистичко ширење, односно сужавање расподеле енергије снопа се може објаснити на следећи начин. Претпоставимо две честице са енергијама  $E_1 = E_0 + \Delta E/2$  и  $E_2 = E_0 - \Delta E/2$ , где је  $E_0$  средња енергија и  $\Delta E$  међусобна разлика енергија. Након пролаза кроз слој мете честице имају нове енергије  $E_1'$  и  $E_2'$  и средњу енергију  $E_0'$ . Тада је њихова разлика енергија дата као

$$\Delta E' = \frac{\epsilon(E_0')}{\epsilon(E_0)} \Delta E = \frac{\epsilon_f}{\epsilon_i} \Delta E, \quad (2.20)$$

где је  $\epsilon_f$  енергијски губитак, на крају посматраног слоја, док је  $\epsilon_i$  енергијски губитак на његовом почетку. Уколико је  $\epsilon_f > \epsilon_i$ , што је случај за енергије јона изнад енергије максимума стопинга, имамо ширење енергијске расподеле. Ако је пак  $\epsilon_f < \epsilon_i$ , имамо умањење разлике енергија и сужавање расподеле. Облик саме расподеле енергије се не мења, већ задржава форму Гаусијана.

Најчешће коришћени модел за одређивање стреглинга је дао Чу као (Chu, 1976):

$$\sigma_e^2 = H(E/M_1, Z_2)\sigma_{Bohr}^2, \quad (2.21)$$

где је  $\sigma_{Bohr}^2$  стреглинг по Боровој апроксимацији дат као (Bohr, 1948):

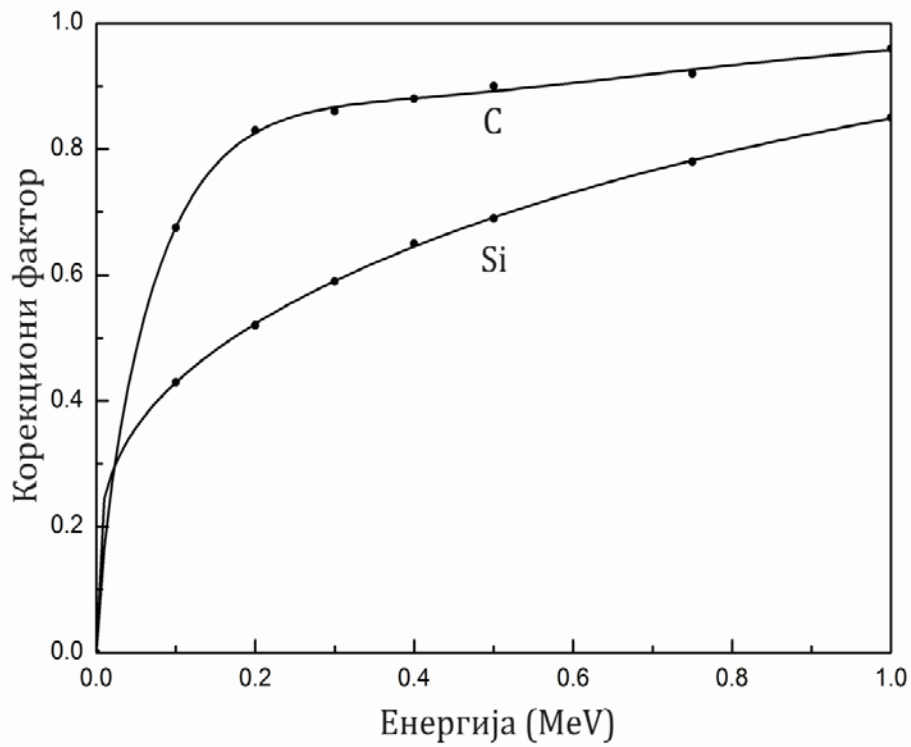
$$\sigma_{Bohr}^2 [\text{keV}^2] = 0.26 Z_1^2 Z_2 \Delta x [10^{18} \text{at/cm}^2]. \quad (2.22)$$

$H(E/M_1, Z_2)$  је Чуов корекциони фактор који зависи од односа енергије и масе јона, као и од атомског броја атома мете. Корекциони фактор узима у разматрање одступања од Боровог стреглинга изазваног везама електрона са атомима мете, а израчунат је помоћу Хартри-Фокове расподеле наелектрисања. За велике енергије корекциони фактор је једнак јединици, а то је и режим у којем важи Боров модел стреглинга. На слици 2.5 приказана је зависност корекционог фактора од енергије јона за силицијум и угљеник.

Као и у случају зауставне моћи, стреглинг комплексних једињења и система се рачуна помоћу једноставног адитивног правила као:

$$\sigma^2 = \sum_i c_i \sigma_i^2, \quad (2.23)$$

где је  $\sigma_i^2$  стреглинг сваког појединачног елемента.



*Слика 2.5. Зависност Чуовог корекционог фактора од енергије јонског снопа за атоме мете силицијума и угљеника.*

## 2.5. Деканалисање јона у кристалу

Када каналисани јон продире дубље у кристал долази до промене његове почетне трансверзалне енергије услед расејања јона на електронском гасу у каналу кристала. Ова промена, тј. повећање трансверзалне енергије каналисаног јона услед расејања на електронском гасу, резултира повећањем угла између вектора брзине јона и осе канала, што доводи, у случају да је овај угао већи од критичног, до процеса деканалисања јона у кристалу.

Треба напоменути да трансверзална енергија каналисаног јона може и да опада услед смањења његове укупне енергије. Међутим, овај ефекат је бар за ред величине мањи од њеног увећања услед расејања на електронском гасу у каналу кристала (Gemmel, 1974), те је стога занемарљив. Такође, утицај расејања каналисаног јона на атомима кристала има занемарљив утицај на деканалисање у односу на расејање на електронском гасу, који је доминантан процес. Из свега овога можемо закључити да су каналисани јони са најмањим трансверзалним енергијама најбоље каналисани, односно имају највећу вероватноћу да ће остати у каналу кристала.

Процес увећавања трансверзалне енергије услед расејања на електронском гасу је случајан, тако да је могуће увести средњу квадратну неодређеност угла расејања јона као (Gemmel, 1974):

$$\left(\frac{d\Omega^2}{dx}\right)_e = \frac{m_e}{2M_1E} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_e, \quad (2.24)$$

где је  $m_e$  маса електрона а  $M_1$  је маса јона.

Ово вишеструко расејање на електронском гасу слабо зависи од промене његове температуре, будући да је расподела електронског гаса слабо промењива са температуром, те се стога ефекат деканалисања сматра температурно стабилним процесом.

Иако се Линдхард у свом теоријском раду о ефекту каналисању јона у кристалу мало бавио процесом деканалисања јона, на основу његове теорије из које следи да вероватноћа за деканалисање не зависи од дубине канала кристала, изведена је експоненцијална функција деканалисања у следећем облику:

$$N_d = N_0(1 - e^{-kx}), \quad (2.25)$$

где  $x$  представља дубину канала кристала,  $N_d$  је број деканалисаних јона на дубини  $x$ ,  $N_0$  је почетни број каналисаних јона, док  $k$  представља брзину деканалисања јона.

Након формулисања експоненцијалне функције деканалисања (2.25) изван број експерименталних резултата показао је неслагање са овом формулом. Експоненцијална функција деканалисања се може поправити ако се уведе дифузиона претпоставка, односно постојање дифузије расподеле трансверзалне енергије каналисаног јона по дубини канала кристала. Ова поправка даје боље поклапање са експерименталним резултатима. Међутим, установљена су одступања експоненцијалне функције деканалисања од експерименталних резултата и са овом поправком.

Како експоненцијална апроксимација функције деканалисања нема добро поклапање са експериментом, јавила се потреба за бољом апроксимативном функцијом. Кокорис и сарадници (Kokkoris, Peridikakis, Kossionides, Petrović, & Simoen, 2003) предложили су сигмоидалну функцију деканалисања Гомперцовог типа:

$$N_d = N_0 \frac{e^{-e^{-k(x-x_c)}} - e^{-e^{kx_c}}}{1 - e^{-e^{kx_c}}}, \quad (2.26)$$

где је  $k$  брзина деканалисања, док  $x_c$  представља домет деканалисања. Домет деканалисања код сигмоидалне функције деканалисања је превојна тачка ове функције, док је брзина деканалисања нагиб функције деканалисања у превојној тачки.

Ако се једначина (2.26) диференцира по промењивој  $x$  па затим подели са бројем деканалисаних јона, добија се расподела деканалисаних јона у каналу кристала по његовој дубини. Тако добијена крива расподеле има брз успон од нуле до максимума након чега спорије опада. Максимум расподеле се поклапа са превојном тачком сигмоидалне функције деканалисања,  $x_c$ , чиме се и потврђује



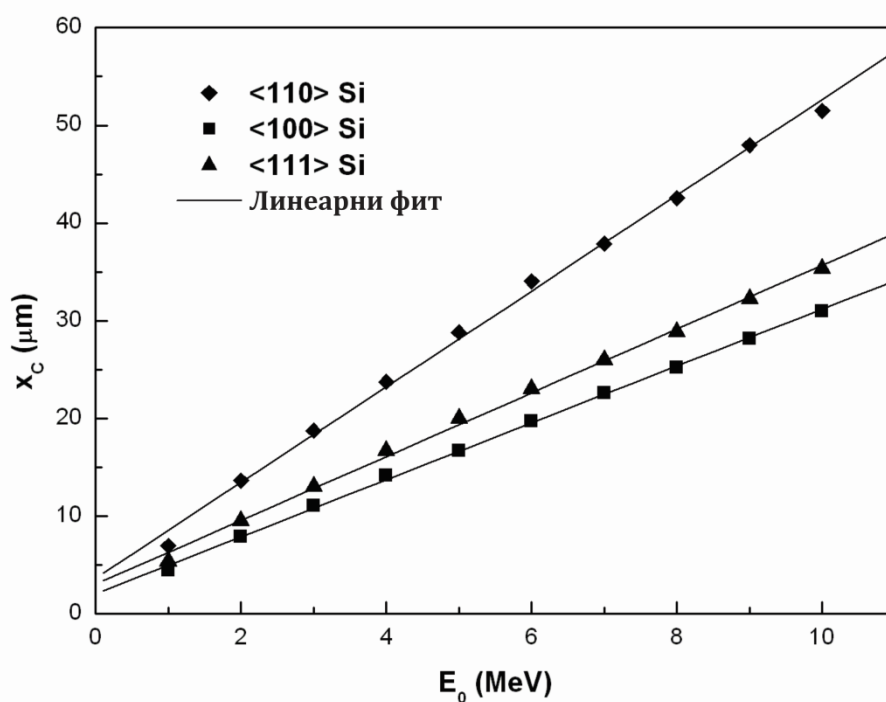
физичка интерпретација параметра  $x_c$ . Асиметричност функције расподеле деканалисаних јона добијене из једначине (2.26) је у сагласности са самим ефектом деканалисања. Наиме, јони са малим ударним параметром у односу на атомски низ кристала ће врло брзо бити деканалисани, те отуда и врло брз раст функције расподеле, док ће врло добро каналисани јони односно јони са ударним параметром у околини центра канала досегнути знатно веће дубине и спорије се деканалисати.

Са једним параметром више, сигмоидална функција деканалисања има и један степен слободе више у односу на експоненцијалну функцију деканалисања, и даје знатно боље поклапање са експерименталним резултатима. Треба истаћи да је основна квалитативна разлика између сигмоидалне и експоненцијалне функције деканалисања што прва узима у обзир зависност процеса деканалисања од ударног параметра јона док друга то не узима у обзир, односно претпоставља да је вероватноћа деканалисања иста (константна) за све јоне. Боље слагање сигмоидалне расподеле са експериментом је нарочито изражено за мале дубине кристала, где ова функција деканалисања има спорији раст од експоненцијалне.

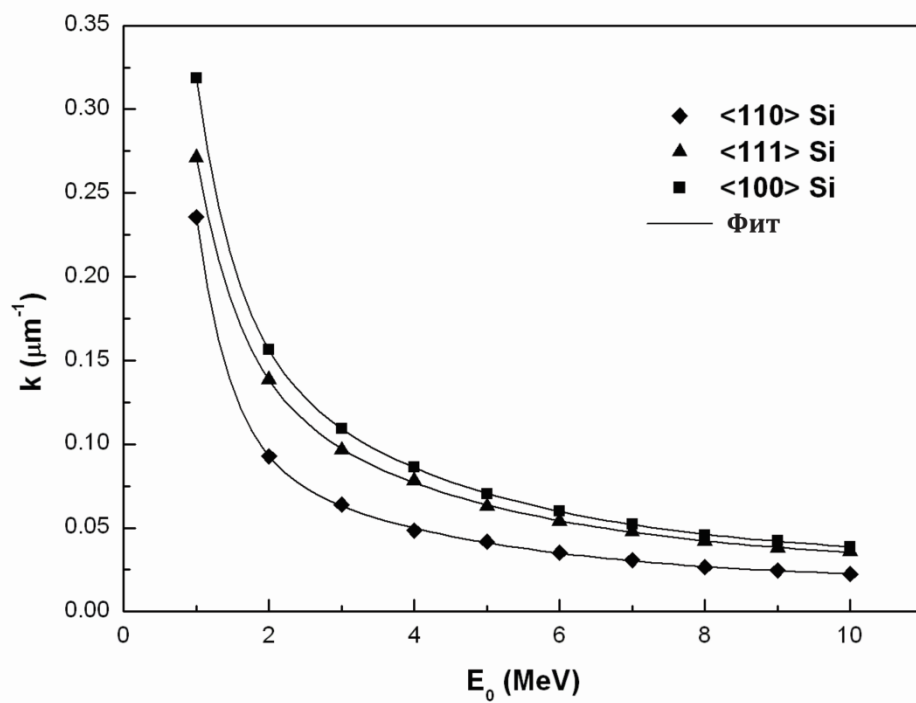
Методом рачунарске симулације (Petrović, Erić, Kokkoris, & Nesković, 2007) утврђено је да параметри сигмоидалне функције деканалисања, брзина деканалисања  $k$  и домет деканалисања  $x_c$ , зависе од енергије јона, и то  $k$  експоненцијално опада, док  $x_c$  линеарно расте са порастом енергије. Овакво понашање параметара са енергијом је очекивано. Наиме, за брзину деканалисања,  $k$ , што је енергија јона мања то је вероватноћа његовог деканалисања по дужини канала кристала већа и обратно, док за домет деканалисања,  $x_c$ , важи супротно, јони са већом енергијом ће досегнути веће дубине у каналу пре него што ће бити деканалисани. Такође, ови параметри су осетљиви и на тип и величину канала кристала. Што је канал већи процес

деканалисања је мање изражен, те је дубина каналисања већа, а брзина деканалисања мања.

На сликама 2.6 и 2.7 приказани су домети и брзине деканалисања у зависности од енергије јона у каналима  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  кристала силицијума, респективно. Као што се са слика види, у случају  $\langle 110 \rangle$  канала кристала силицијума, који је највећи, имамо највеће домете деканалисања и најмање брзине деканалисања.



**Слика 2.6.** Зависност домета деканалисања од почетне енергије протона за  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  кристале силицијума



Слика 2.7. Зависност брзине деканалисања од почетне енергије протона за  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle 111 \rangle$  кристале силицијума

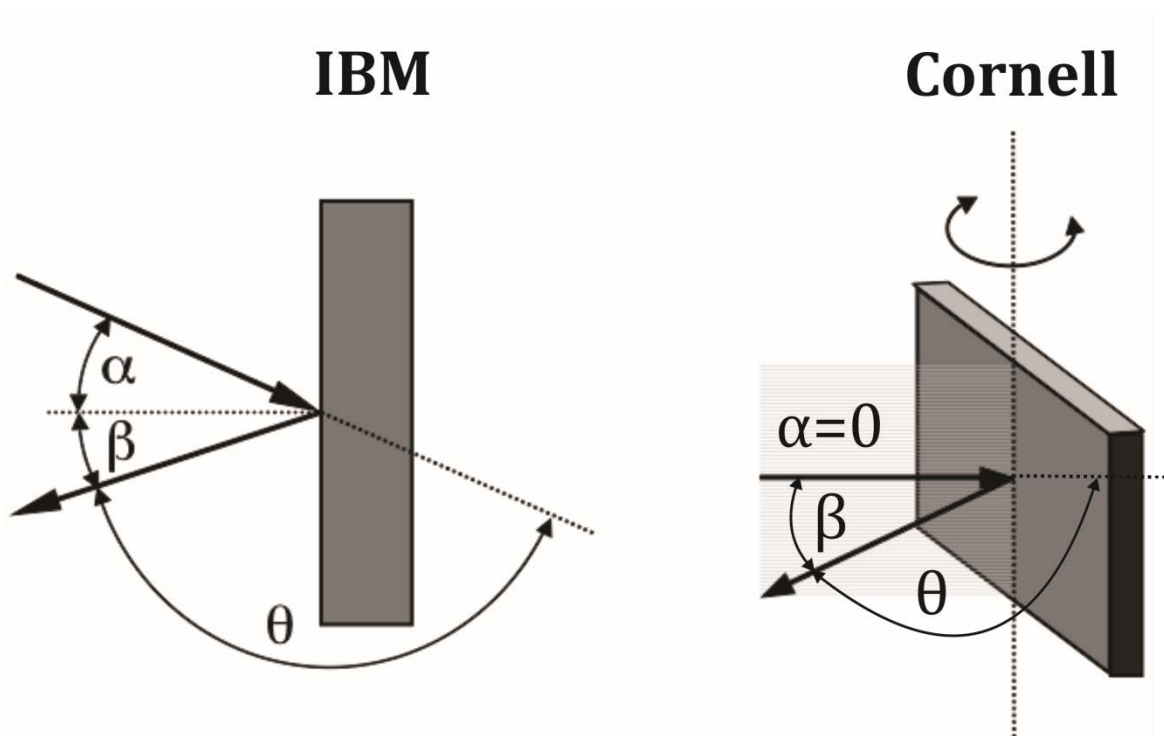
### 3. ПРЕГЛЕД ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИХ МЕТОДА

Анализа експерименталних резултата имплантирања високо енергијских јона азота и алуминијума у канале кристала силицијума, који се разматрају у овој дисертацији, вршена је помоћу следећих експерименталних метода: Радефордовога повратног расејања, анализе нуклеарних реакција, Раманова спектроскопија и коришћење скенирајућег електронског микроскопа.

#### 3.1 Метод Радефордовога повратног расејања

Радефордово повратно расејање (Rutherford Backscattering Spectrometry – RBS) је широко коришћени нуклеарни метод за анализу површинских и блиско површинских слојева код чврстих тела. Мета се бомбардује јонима енергија које се крећу у распону од 0,5 до 4 MeV, и то најчешће са протонима и алфа честицама (јони хелијума), али често се користе и јони литијума. Анализирајуће дубине типично се крећу око 2  $\mu\text{m}$  за упадне алфа честице и око 20  $\mu\text{m}$  за упадне протоне. Енергија повратно расејаних упадних јона се детектује помоћу енергијски осетљивог детектора, најчешће силицијумског детектора (solid state detector – SSD) постављеног под угловима у распону од  $150^\circ$  до  $170^\circ$  у односу на мету. RBS је у потпуности квантитативни метод детекције материјала, коме није потребан референтни материјал. Такође, RBS је недеструктивни метод са одличном резолуцијом реда неколико нанометара, са одличном осетљивошћу за тешке елементе у лакој мети. Основна мана овог метода је лоша осетљивост на лакше елементе, те се у том случају користи у комбинацији са другим методама као што је анализа помоћу нуклеарних реакција (Nuclear Reaction Analysis). RBS као метод анализе материјала први је описао Рубин са сарадницима (Rubin, Passell, & Bailey, 1957)

На слици 3.1 приказане су две најчешће коришћене геометрије приликом RBS експеримента. У питању су тзв. IBM геометрија код које су упадни сноп, излазни сноп и површинска нормала у истој равни, и Cornell геометрија код које су упадни сноп, излазни сноп и оса ротације у истој равни.



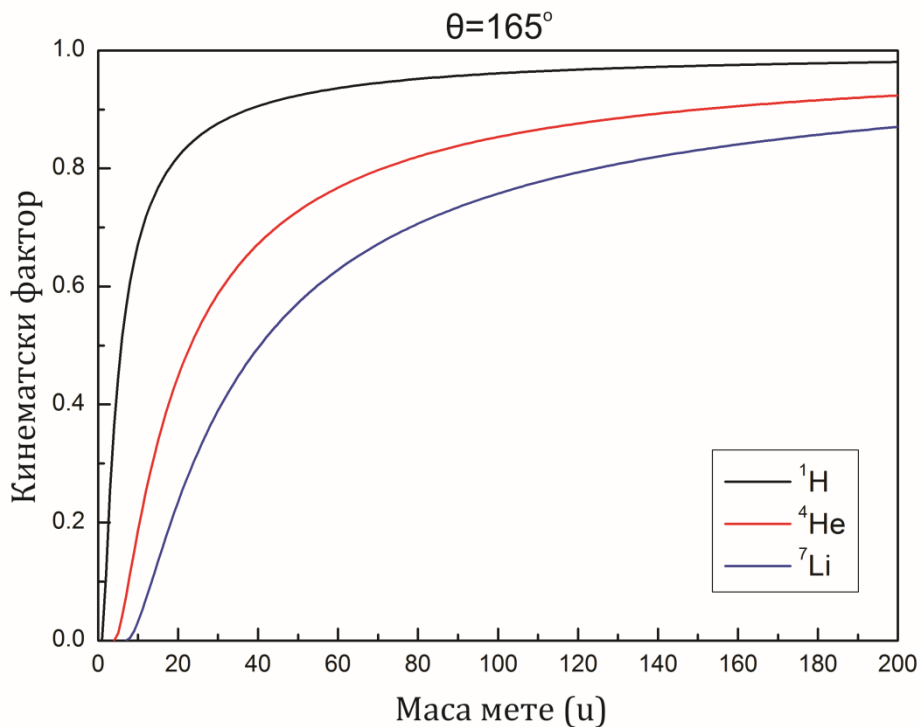
**Слика 3.1.** Леви панел: IBM геометрија; Десни панел: Cornell геометрија. Упадни угао  $\alpha$ , излазни угао  $\beta$  и угао расејања  $\theta$ .

Енергија повратно расејаног јона почетне енергије  $E_0$  је дата као  $E = KE_0$ , где је  $K$  кинематички фактор који је дат следећим изразом:

$$K = \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \left( \cos \theta \pm \sqrt{\left(\frac{M_2}{M_1}\right)^2 - \sin^2 \theta} \right)^2, \quad (3.1)$$

где је  $\theta$  угао расејања,  $M_1$  и  $M_2$  су масе јона и атома мете, респективно. Ако је маса јона мања од масе атома мете, што је и најчешће случај, у једначини (3.1)

користи се знак плус. У супротоном једначина (3.1) има два решења и угао расејања има максималну вредност од  $\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{M_2}{M_1}\right)$ . На слици 3.2 је приказана зависност кинематичког фактора од масе атома мете за упадне протоне, алфа честице и јоне литијума за угао расејања од  $165^\circ$ .



**Слика 3.2.** Кинематички фактор  $K$  за угао расејања од  $165^\circ$  као функција од масе атома мете за упадне протоне, алфа честице и јоне литијума.

Уколико су присутна два елемента у мети са разликом маса од  $\Delta M_2$  њихова енергијска сепарација  $\Delta E$  је дата следећим изразом:

$$\Delta E = E \frac{dK}{dM_2} \Delta M_2. \quad (3.2)$$

Најбоља енергијска сепарација и масена резолуција, као што се види са слике 3.2, добија се за лакше елементе кад је извод  $dK/dM_2$  највећи, односно кад је

функција кинематичког фактора у зависности од масе атома мете најстрмија, док је у случају тешких елемената масена резолуција најмања. Масена резолуција за тешке елементе се може побољшати коришћењем тежих упадних јона. Међутим, у том случају побољшање масене резолуције је праћено смањењем енергијске резолуције SSD детектора за тешке јоне тако да се они у пракси веома ретко користе, односно, у највећем броју случајева користе се упадни јони који нису тежи од литијума.

Радерфордов пресек за расејање је дат следећим изразом:

$$\sigma_R(E, \theta) = \left( \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{4 \left( \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta} + M_2 \cos \theta \right)^2}{M_2 \sin^4 \theta \sqrt{M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta}}, \quad (3.3)$$

где су  $Z_1$  и  $Z_2$  атомски бројеви упадног јона и атома мете, респективно. Експериментална мерења су показала одступања пресека за расејање од формуле (3.3) за цео опсег енергија и све јон-мета парове. За ниже енергије одступања су везана за екранирање језгара са електронским љускама (Tesmer & Nastasi, 1995). Због тога се уводи корекциони фактор  $F$  тако да важи  $\sigma = F\sigma_R$ . За углове расејања веће од  $90^\circ$  често је коришћен корекциони фактор Лекујеа (L'Ecuyer, Davies, & Matsunami, 1979):

$$F_L = 1 - \frac{0.049 Z_1 Z_2^{4/3}}{E_{CM}}, \quad (3.4)$$

где је  $E_{CM}$  енергија у систему центра масе у јединицама keV. Ова корекција је за типичне енергије које се користе у RBS анализи, мала и често не прелази 5%.

Лекујеов корекциони фактор је поправка Радерфордовога пресека за расејање првог реда која не узима у обзир зависност од угла за расејање. Наиме, за углове расејања који су мањи од  $90^\circ$  Лекујеов корекциони фактор увелико потцењује потребну поправку, тако да се уводи корекциони фактор Андерсена (Andersen, Besenbacher, Loftager, & Moeller, 1980) који важи за мале углове

расејања. Међутим, у реалним RBS експериментима детектор је постављен под великим угловима расејања тако да је Лекујеов корекциони фактор сасвим довољан.

Уобичајено се користе у RBS експериментима силицијумски SSD детектори, у којима јон генерише парове електрон-шупљина који помоћу примењеног напона на детектору дају одговарајући сигнал (напонски импулс). При томе број генерисаних парова електрон-шупљина, односно амплитуда сигнала, је директно пропорционалан енергији јона. Међутим, ограничења енергијске резолуције овог типа детектора потиче од варирања количине енергије која се пренесе са јона на електроне и фононе самог детектора, као и варирања у анихилацији парова електрон-шупљина. Најбоља енергијска резолуција силицијумског SSD детектора се постиже за протоне и износи око 10 keV и она је скоро независна од енергије протона. У случају алфа честица и јона литијума енергијска резолуција се погоршава са повећањем енергије честице, тако да за на пример 5 MeV енергију пројектила енергијска резолуција је око 12 keV и 20 keV за алфа честице, односно литијумове јоне, респективно. Алтернатива коришћењу SSD детектора су електростатички и магнетни анализатори који имају одличну енергијску резолуцију, али су велики и скупи.

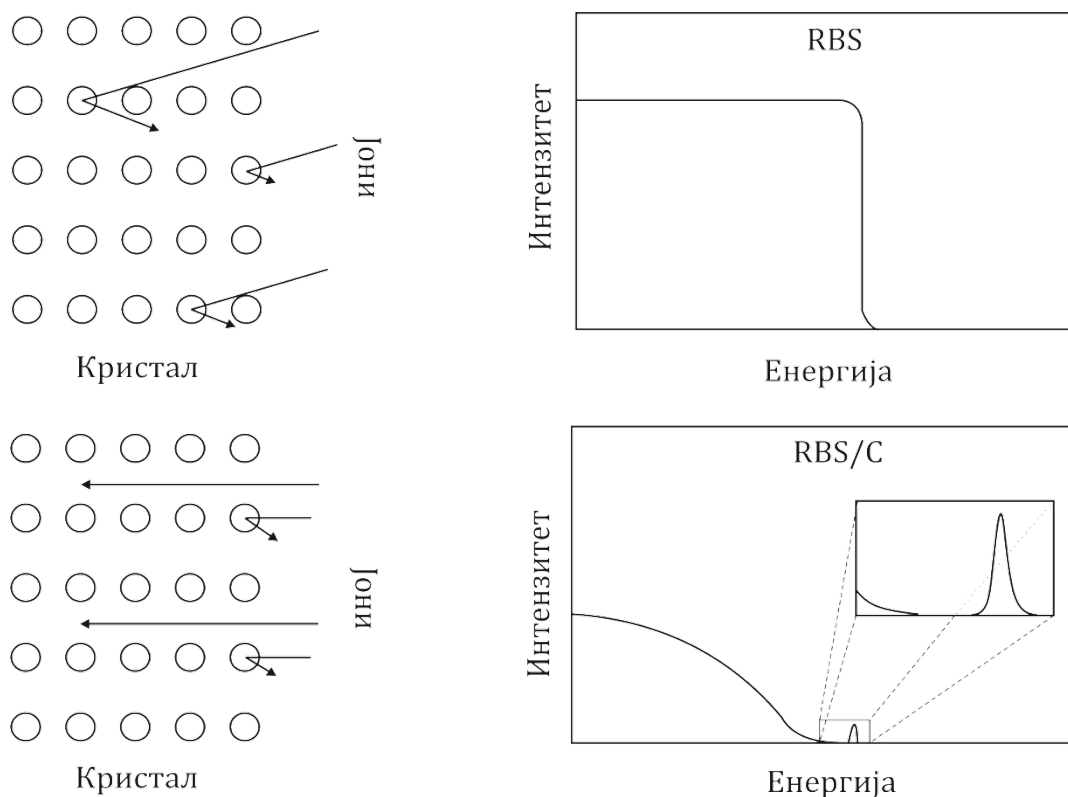
### *3.1.1 RBS метод у случају каналисања јона (RBS/C)*

Поред добијања информације о елементарном саставу мете, могуће је, у случају монокристала, добити информацију о његовој кристалној структури, ако је јонски сноп оријентисан у правцу осе канала кристала. Тада говоримо о RBS методи са каналисањем (у даљем тексту RBS/C). Пошто је у случају RBS/C вероватноћа интеракције снопа јона и матрице мете (монокристал) значајно мања у односу на стандардни RBS (случајна оријентација јона у односу на мету), сигнал у RBS/C спектру који потиче од матрице мете је значајно мањи у



односу на одговарајући RBS спектар. Због тога је површински пик од монокристала изражен, сигнали који потичу од елемената који имају масу мању од матрице мете постају израженији, а поређењем разлике између одговарајућих RBS и RBS/C спектра могуће је проценити степен аморфизације матрице мете.

Као што је већ напоменуто, метода RBS/C може се користити како би се побољшала детекција лакших елемената. Наиме, уколико се у мети, односно монокристалу, налази елемент који је лакши од атома матрице, његов одзив у RBS спектру ће бити на нижим енергијама тако да ће се преклапати са одзивом од атома матрице. Међутим, у случају RBS/C одзив атома матрице је знатно умањен, те се на тај начин повећава осетљивост за детекцију лакших елемената. На слици 3.3 шематски су приказани су RBS и RBS/C спектри.



**Слика 3.3.** Шематски приказани RBS и RBS/C спектри.

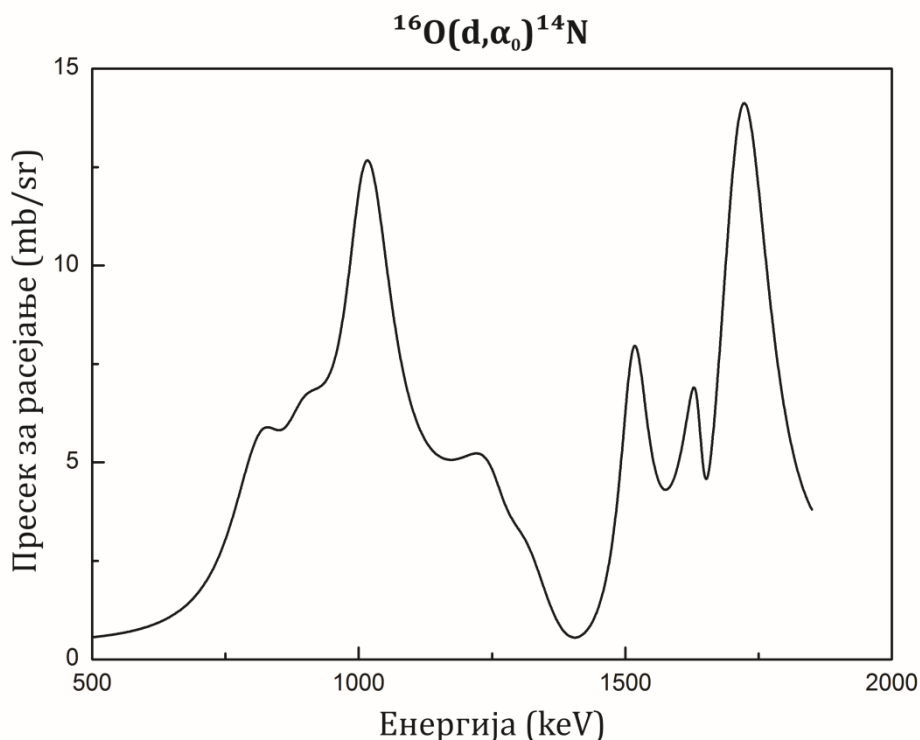
### 3.2 Метода нуклеарних реакција

Као што је назначено у претходном поглављу, енергије упадних јона које се користе приликом RBS анализе се крећу у распону од 0,5 до 4 MeV у зависности од типа упадног јона који се користи. Међутим, са повећањем енергије упадних јона они добијају довољно енергије да савладају Кулонову потенцијалну баријеру атомског језгра што доводи до нееластичних судара са језгром и нуклеарних реакција. Услед нуклеарних реакција долази до ослобађања продуката реакција који са собом носе информацију која није доступна коришћењем RBS методе базиране на еластично повратно расејаним упадним јонима. Ова метода анализе материјала назива се метода нуклеарних реакција (Nuclear Reaction Analysis – NRA).

Као што је већ напоменуто, у RBS спектру сигнал од лакших елемената у тежој матрици се преклапа са сигналом матрице. Будући да је Радерфордов пресек за расејање директно пропорционалан квадрату атомског броја (3.3), RBS сигнал лакших елемената се налази у позадини сигнала матрице мете који доминира. Насупрот RBS анализи, NRA користи чињеницу да ако је  $Q$ -вредност (разлика маса између компонената нуклеарне реакције) дате реакције висока позитивна вредност онда долази до емисије високо енергијских лакших честица које се детектују у делу спектра у коме нема еластичног позадинског сигнала матрице. На тај начин се NRA може користити за детекцију лакших елемената и њихових изотопа у тешким матрицама. Најчешће коришћене реакције у NRA анализи су  $(p,\alpha)$ ,  $(\alpha,p)$ ,  $(d,p)$  и  $(d,\alpha)$  нуклеарне реакције, где су  $p$ ,  $d$  и  $\alpha$  скраћенице за протон, деутеријум и алфа честицу, респективно (Kokkoris, Nuclear Reaction Analysis (NRA) and Particle-Induced Gamma-Ray Emission (PIGE), 2012).

Највећи проблем NRA анализе је недостатак поузданих експерименталних података за пресеке нуклеарних реакција. За разлику од Радерфордовога пресека за расејање, који је изведен из теорије и дат релативно

једноставном формулом (3.3), пресеци нуклеарних реакција по правилу су експериментално одређени, при чему се пресеци одређују за фиксне углове расејања. Постоји више база података са пресецима нуклеарних реакција. На слици 3.4 је приказана зависност пресека за расејање од енергије упадног јона деутеријума за  $^{16}\text{O}(d,\alpha_0)^{14}\text{N}$  нуклеарну реакцију при којој долази до емисије алфа честице основног енергијског стања при углу од  $165^\circ$  (Gurbrich).



*Слика 3.4. Нерадерфордски пресек за расејање протона на силицијуму при углу од  $165^\circ$ .*

Једна од најважнијих карактеристика NRA анализе је изражена изотопска селективност, увећана осетљивост за многе елементе, умањена деструктивност приликом дубинског профилисања и могућност истовремене анализе више лаких елемената. Ово је нарочито изражено за деутеријумски јонски снап, будући да деутеријум истовремено побуђује најприсутније изотопе лаких елемената ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$  итд.) који постоје у матрици

као њен саставни део или као нечистоћа, као и увећана осетљивост и тачност услед релативно великих пресека за нуклеарне реакције изазване деутеријумским сударима. Ипак, лоша страна коришћења деутеријумског снопа је потреба увећане заштите од зрачења услед емитовања неутрона из (d,n) нуклеарних реакција или деутеријумског распада за енергије деутеријумског снопа веће од 2,2 MeV-a (Kokkoris, Nuclear Reaction Analysis (NRA) and Particle-Induced Gamma-Ray Emission (PIGE), 2012). NRA анализа коришћена за израду ове дисертације је базирана на деутеријумском јонском снопу.

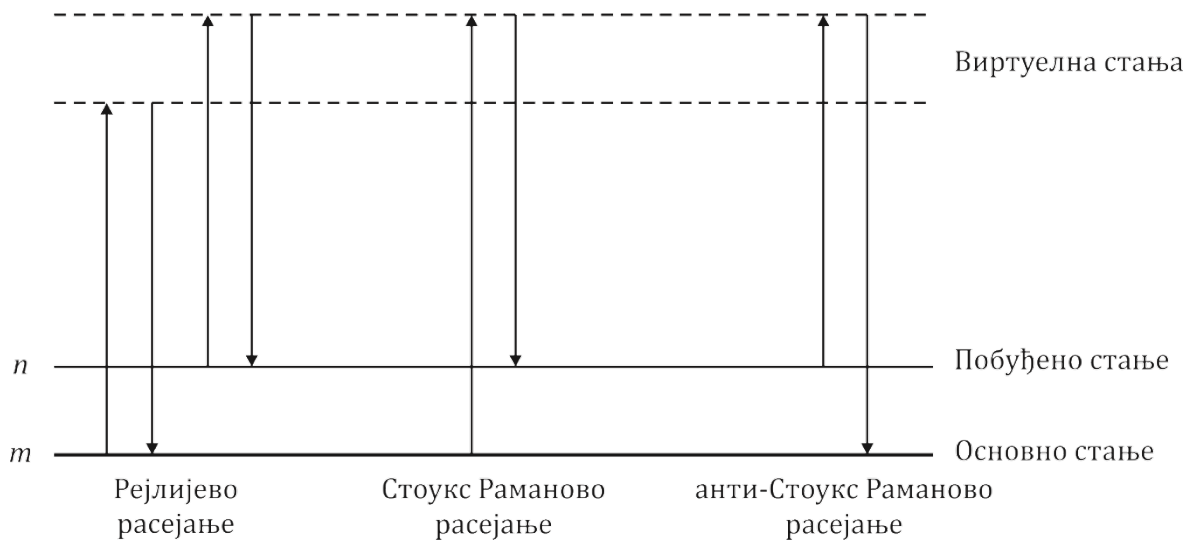
За детекцију честица у NRA методи користе се силицијумски SSD детектори, као и у случају RBS методе. Међутим, код NRA постоји и потреба да се раздвоје продукти нуклеарне реакције од повратно расејаних јона упадног снопа. Већина најчешће коришћених нуклеарних реакција има велику позитивну Q-вредност, односно производи високо енергијске честице, чији су спектри довољно далеко од сигнала повратно расејаних јона. Ипак, у случају реакција са малом Q-вредношћу, филтрирање повратно расејаних јона је неопходно. То се најлакше постиже стављањем танке фолије испред детектора као апсорбера, најчешће алуминијумске фолије. Међутим, ова техника има ману умањивања дубинске резолуције профилирања услед енергијског стреглинга у фолији. Чешће се користе софистициранији методи филтрирања као што су употреба електростатичких или магнетних спектрометара, примена TOF методе (време прелета) или коришћење танких SSD детектора који су транспарентни за високо енергијске повратно расејане протоне, а нетранспарентни за алфа честице. Генерално је код SSD детектора пожељна детекција честица са израженијим енергијским губитком (теже честице), тако да је пожељно приликом примене NRA методе изабрати нуклеарне реакције које за продукт имају теже честице.

### 3.3 Раманова спектроскопија

Када светлост односно фотони интерагују са материјом они се могу апсорбовати или расејати. У складу са квантном механиком, апсорпција светлости се дешава када енергија упадних фотона одговара разлици између енергијских нивоа материјала. Расејање фотона може бити еластично или нееластично, тј. након расејања енергија фотона може бити непромењена или промењена. Еластично расејање фотона се назива Рејлијево (Rayleigh) док се нееластично расејање фотона назива Раманово (Raman). Када фотон при Рамановом расејању преда енергију материјалу тада говоримо о Стоксовом (Stokes) а када прими енергију од материјала о антистоксовом расејању.

Спектроскопија материјала заснована на Рамановом расејању назива се Раманова спектроскопија (Gardiner, 1989). Промена енергије фотона након расејања на материјалу назива се Раманов померај и овај померај се налази у нискофреквентној области. Најчешће се овај померај приказује у јединицама таласног броја [ $\text{cm}^{-1}$ ]. Дакле, Раманова спектроскопија даје информацију о нискофреквентним побуђењима у материјалу. Она се најчешће користи у хемији за испитивање хемијских веза у молекулима, пошто вибрациона стања молекула леже у нискофреквентној области. У случају чврстог тела, што је предмет разматрања у овој дисертацији, Раманова спектроскопија се користи за мерење фононског, плазмонског, магнонског и других могућих екситонских побуђења чврстог тела који се јављају у нискофреквентној области.

Рејлијево и Раманово расејање су шематски приказани на слици 3.5.



**Слика 3.5** Шематски дијаграм Рејлијевог и Рамановог процеса расејања

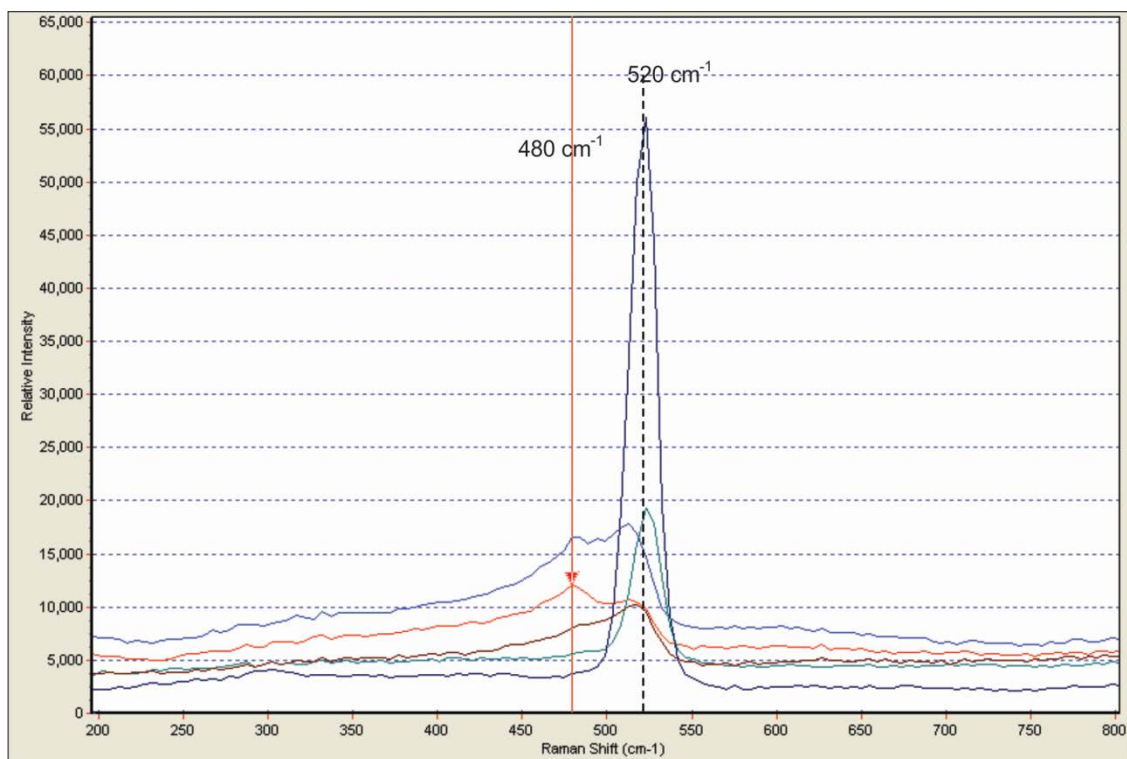
### 3.3.1 Раманова спектроскопија кристала силицијума

Раманова спектроскопија је у овој дисертацији коришћена за испитивање кристалне структуре силицијума. Као што је познато, вибрације кристалне решетке могу бити лонгитудиналне, када атоми кристалне решетке осцилују око свог равнотежног положаја у правцу простирања вибрације или трансверзалне, када атоми кристала осцилују око свог равнотежног положаја нормално на правац простирања вибрације. При томе у принципу су могуће две гране у одговарајућој дисперзионој релацији, односно спектру фонона, акустична и оптичка (Kittel, 2005).

Као последица симетрије дијамантске кристалне решетке силицијума, у Рамановом спектру тј. спектру Раманових помераја, може се уочити интензиван максимум за таласни број од  $520 \text{ cm}^{-1}$  који одговара оптичком трансверзалном моду фонона (Temple & Nathaway, 1973). Силицијум поред кристалне може имати и аморфну структуру. Аморфна структура је карактерисана случајно распоређеним везама између атома силицијума

(Veeman, Tsu, & Thorpe, 1985). Услед ове рандомизације веза у аморфном силицијуму, јавља се широки опсег могућих енергијских нивоа у фононском спектру коме одговара шири максимум у Рамановом спектру у околини  $480 \text{ cm}^{-1}$ , при чему пик на  $520 \text{ cm}^{-1}$  не постоји. Када су истовремено присутне кристална и аморфна фаза у силицијуму у одговарајућем Рамановом спектру јављају се оба максимума, ужи на  $520 \text{ cm}^{-1}$ , и шири на  $480 \text{ cm}^{-1}$ . Сходно томе могуће је помоћу Раманове спектроскопије пратити однос кристалне и аморфне фазе у силицијуму. Поред тога, могуће је да се интензитет и ширина пика у Рамановом спектру промене као последица промене у кристалној структури силицијума, која није праћена рандомизацијом веза између атома силицијума, односно, није присутан пик на  $480 \text{ cm}^{-1}$  у Рамановом спектру (Motooka & Holland, 1991) (Motooka & Holland, 1992). Као што ће о томе бити више речи у тексту везаном за резултате дисертације, овај ефекат је примећен у примени методе Раманове спектроскопије за испитивање промене кристалне структуре силицијума изазване јонском имплантацијом, у случајевима који се разматрају у овој дисертацији.

На слици 3.6 приказан је Раманов спектар силицијума за различите односе кристалне и аморфне фазе (Thompson, Yang, & Chimenti, 2011). Као што се са слике види, увећање аморфне фазе доводи до смањења пика на  $520 \text{ cm}^{-1}$ , који одговара кристалној фази и увећања пика на  $480 \text{ cm}^{-1}$ , који одговара аморфној фази силицијума.



**Слика 3.6.** Раманов спектар силицијума са различитим односом кристалне и аморфне фазе; тамно плава – 100%, зелена ~ 90%, браон ~ 50%, црвена ~ 10% и плава ~ 5% монокристал силицијума. (Преузето (Thompson, Yang, & Chimenti, 2011))

### 3.4 Метода скенирајуће електронске микроскопије

Последња експериментална аналитичка метода коју приказујемо, а која је коришћена у овој докторској дисертацији, је скенирајућа електронска микроскопија (Scanning Electron Microscopy – SEM). SEM је техника која даје слику површине узорка скенирајући га фокусираним снопом електрона (Liu, 2005). Услед интеракције електрона са узорком, тачније успоравања електрона у чврстом телу, долази до појаве више физичких процеса: емисије секундарних електрона, повратног расејавања електрона, карактеристичног X – зрачење, фотолуминисценције и ослобађања топлоте. Секундарни и повратно расејани



електрони се најчешће користе за формирање слика при коришћењу SEM методе. Секундарни електрони су најинтересантнији за одређивање морфологије и топографије површине узорка, док се повратно расејани електрони, чији је пресек за расејање повезан са атомским бројем елемента, могу користити за одређивање дистрибуције различитих елемената у узорку. Због тога се повратно расејани електрони често користе заједно са са спектром карактеристичног X-зрачења.

## 4. РЕЗУЛТАТИ

Глава 4 је посвећена представљању експерименталних резултата ове докторске дисертације. Први део главе посвећен је експерименталној процедури проналаска канала кристала силицијума и процесу имплантације јона азота у силицијум. У другом делу се говори о анализи имплантираних јона азота помоћу RBS и NRA метода. Трећи део је посвећен анализи аморфизације кристала силицијума индуковане високо енергијском имплантацијом алуминијума и коришћењем Раманове спектроскопије као новог метода у добијању дубинског профила аморфизације силицијума.

### 4.1 Јонска имплантација

Јонска имплантација је поступак модификације материјала у коме се јони убрзавају и затим имплантирају у чврсти материјал. Ова техника се користи у полупроводничкој индустрији, обради метала као и у науци о материјалима (Nastasi, Mayer, & Hirvonen, 1996). Коришћење јонске имплантације у полупроводничкој индустрији најчешће је повезано са увођењем допаната у полупроводнике. Високо енергијска јонска имплантација се може користити као техника у полупроводничкој индустрији за производњу дубоких тродимензионалних структура као обећавајући правац за увећање интеграције полупроводничких направа (Byrne & Cheung, 1982), (Hada, Miyamoto, Yanagisawa, Wakaya, Yuba, & Gamo, 2001). Такође, јонска имплантација се користи у производњи танких слојева и филмова, тачније користи се имплантација високих доза водоника у такозваном smart-cut процесу (Aspar, et al., 1997), када долази до депоновања водоника у слоју полупроводника непосредно испод површине, што омогућава ексфолијацију танког филма.

Недавно је објављен рад везан за добијање тродимензионих конфинираних наноструктура, InAs квантних тачака, у силицијуму, путем секвенцијалне јонске имплантације и одгрејавања (Prucnal, et al., 2010).

Коришћење ефекта аксијалног каналисања при јонској имплантацији тј. имплантација јона дуж главних кристалографских оса кристала, поред минимизирања оштећења кристала, пружа могућност изучавања јон-атомског потенцијала интеракције (Azevedo, Behar, Grande, & Borges, 2001) и модела енергијског губитка јона (Sigmund & Schinner, 2010), будући да су дубински профили концентрације каналисаних јона више осетљиви на промене јон-атомског потенцијала интеракције и модела енергијског губитка јона у односу на стандардну (случајна оријентација кристала) јонску имплантацију. Иначе, јонска имплантација у канале кристала је препознатљива по већим дубинама продирања, асиметријом профила концентрације имплантираних јона и преовладавањем електронског енергијског губитка у односу на нуклеарни, који је занемарљив изузев на самом крају домета јона (Kokkoris, et al., 2003).

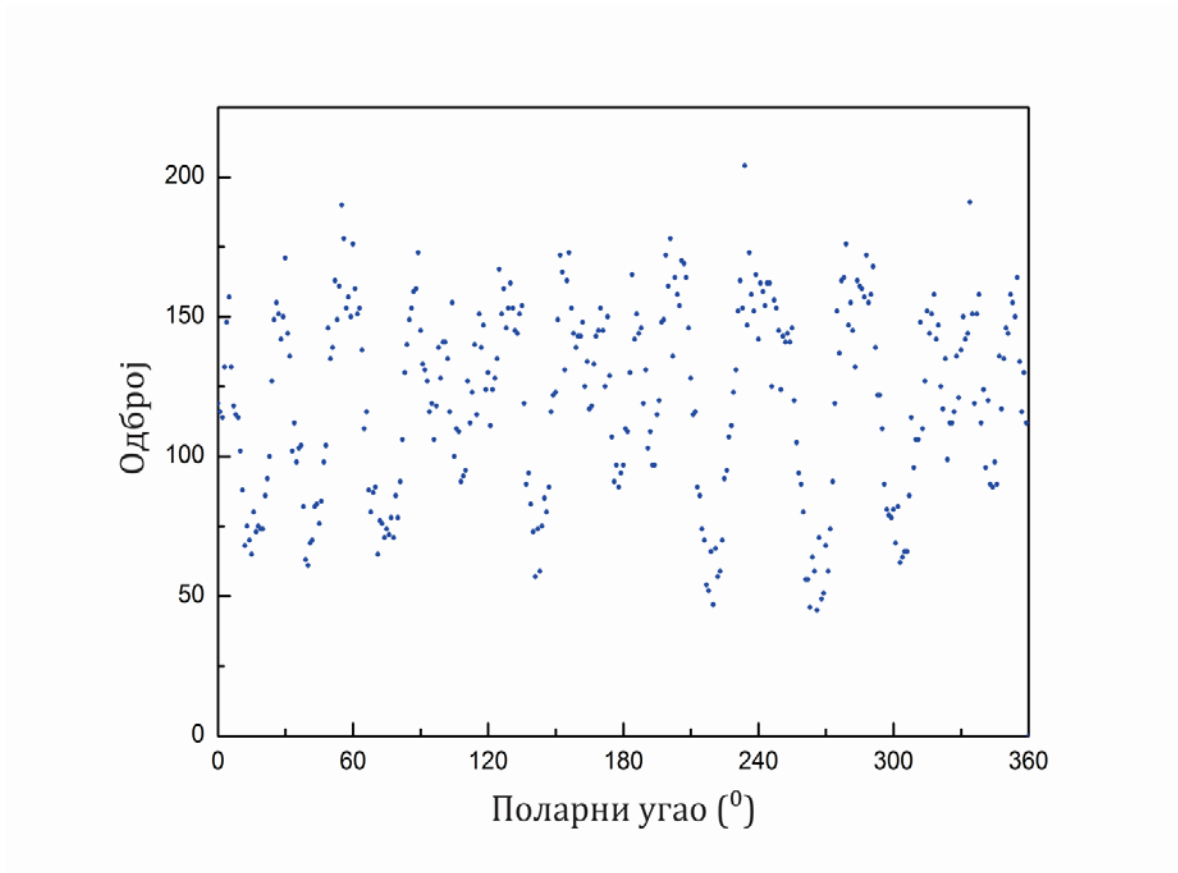
Имлантација јона у канале кристала силицијума извршена је користећи 3 MV Тандетрон акцелератор у Центру за јонске снопове (Ion Beam Center, IBC), у оквиру Хелмхолцовог истраживачког центра у Розендорфу, Дрезден, Немачка (Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, HZDR). Тандетрон је електростатички акцелератор честица базиран на Кокрофт-Волтоновом генератору високог напона и тандем принципу убрзавања честица. Кокрофт-Волтонов генератор је умноживач напона који претвара наизменични напон у високи једносмерни напон, направљен у виду лествичарске структуре кондензатора и диода. На тај начин се избегава коришћење трансформатора, са његовим тешким језгром, будући да су непогодна за напоне изнад 100 kV. Тандем принцип убрзавања честица у акцелератору је базиран на коришћењу убрзавајућег електростатичког поља два пута. Наиме, у акцелератору се првобитно у електростатичком пољу убрзавају негативни јони који након

завршеног процеса убрзавања пролазе кроз танку стрипер фолију (stripper foil), најчешће од угљеника или берилијума, у којој се мења наелектрисање јона.

Силицијумски узорци коришћени у експерименту су били кристалне кружне плочице оријентације  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  добијене методом Чохралског ([http://en.wikipedia.org/wiki/Czochralski\\_process](http://en.wikipedia.org/wiki/Czochralski_process)).  $\langle 100 \rangle$  Si плочице су биле допиране са фосфором са специфичном отпорношћу која се кретала у распону од 1 до 10  $\Omega$  cm, један инч (25,4 mm) у пречнику и дебљином од 254  $\mu$ m, док су  $\langle 110 \rangle$  Si плочице биле не допиране са специфичном отпорношћу већом од 20  $\Omega$  cm, један инч у пречнику, са дебљином од 280  $\mu$ m.

У циљу вршења јонске имплантације у канале кристала силицијума неопходно је било претходно оријентисати кристал тако да снап јона буде у правцу одговарајућих канала кристала. За оријентацију кристала коришћен је гониометар са четири степена слободе: два за трансляторно кретање дуж  $x$  и  $y$  осе, и два за ротационо кретање – дуж азимуталне ротационе равни (око  $z$  осе) и дуж поларне ротационе равни (око  $y$  осе). Гониометар је инструмент који врши померање и ротацију објекта до тачно жељене позиције и угла. Угаона прецизност коришћеног гониометра је била  $0,01^\circ$ . Потреба за прецизном оријентацијом  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  силицијумских плочица је последица њихове угаоне толеранције, која је износила  $\pm 0,9^\circ$ . За прецизно одређивање канала коришћен је 1.2 MeV снап протона. Протонски снап ове енергије изабран је у циљу минимизирања оштећења на кристалу индукованог јонским снопом. Наиме, 1.2 MeV протони имају малу зауставну моћ (високо-енергијски режим за енергијски губитак) и увећани дomet (21,9  $\mu$ m) где би био лоциран максимум оштећења кристала. Детектовање канала кристала је вршено праћењем приноса повратно расејаних протона. Под углом од  $165^\circ$  у односу на правац јонског снопа постављен је SSD детектор са енергијском резолуцијом која није била већа од 10 keV, и при томе је заклапао просторни угао од 5,25 mrad. Током процеса оријентисања кристала густина струје на процици силицијума није

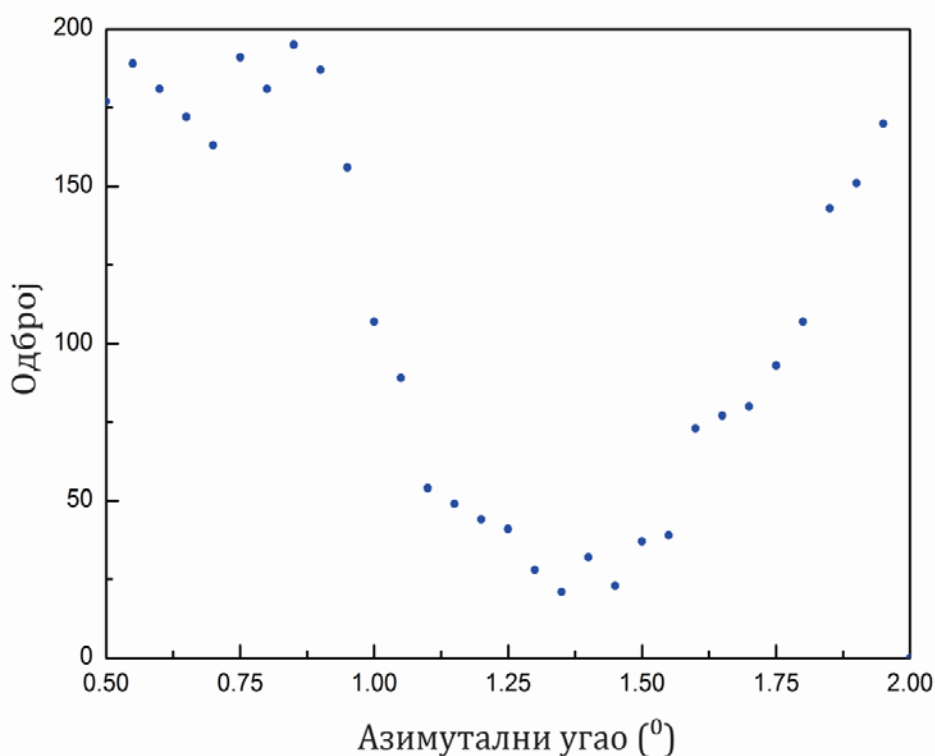
прелазила  $0,5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ . Ова густина струје омогућава брзу оријентацију и минимално оштећене кристала.



*Слика 4.1. Скенирање  $\langle 110 \rangle$  кристала силицијума око поларне осе са кораком од  $1^\circ$ .*

Сам процес оријентисања кристала силицијума се састојао од низа поларних и азимуталних скенирања. Почетни корак састојао се од скенирања узорка његовим ротирањем око поларне осе кораком од једног степена и мерењем приноса повратно расејаних протона. Ово је приказано на слици 4.1 у случају налажења канала  $\langle 110 \rangle$  Si. Мерењем наелектрисања на узорку вршен је мониторинг снопа протона односно вођено је рачуна да сваком углу закретања одговара исти прој протона који је пао на узорак. Као што се са слике 4.1 види, добијена зависност приноса од поларног угла састоји се од наизменичног низа максимума и минимума, при чему минимуми одговарају каналима односно

равнима кристала. Након одговарајућег избора изразитих минимума и претпостављене оријентације кристала, одређен је најбољи кандидат за поларни угао, који је тада додатним скенирањем одређен са прецизношћу од  $0,5^\circ$ . Након тога, вршено је азимутално скенирање у околини овог угла са кораком од  $0,05^\circ$ , у циљу налажења минимума који одговара аксијаном каналу. Ово је приказано на слици 4.2 у случају налажења канала  $\langle 110 \rangle$  Si.



**Слика 4.2.** Скенирање  $\langle 110 \rangle$  кристала силицијума по азимуталном углу са резолуцијом од  $0,05^\circ$ .

Након процеса оријентисања кристала приступило се јонској имплантацији. Јони азота  $^{14}\text{N}^{2+}$  енергије 4 MeV су били имплантирани у  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  канале кристала силицијума као и у случајној оријентацији кристала, док су јони алуминијума  $^{27}\text{Al}^{2+}$  енергије 6 MeV били имплантирани у  $\langle 110 \rangle$  канале и у случајној оријентацији кристала. Увођење случајне оријентације кристала

силицијума у доброј апроксимацији одговара имплантацији јона у аморфни силицијум. Као што је већ истакнуто, аморфни силицијум је алотропска модификација силицијума код кога не постоје просторно уређене везе међу атомима силицијума, већ су оне случајно оријентисане (Beeman, Tsu, & Thorpe, 1985). Потреба за аморфним силицијумом, односно аморфним материјалом у анализи са јонским сноповима је базирана на чињеници да за модел аморфног материјала постоји поуздана теорија и подаци о енергијском губитку, стреглингу, као и софтверски пакети за експерименталну анализу као што су: SRIM и SIMNRA, што омогућава добру калибрацију и поређење теоријских и експерименталних резултата. Опште је прихваћено да имплантацији у аморфни силицијум одговара имплантација под азимуталним углом од  $70^\circ$  у односу на једну од главних кристалографских оса кристала. У случајевима јона азота и алуминијума имплантирана је висока доза од  $10^{17}$  атома/ $\text{cm}^2$ . Избор високе дозе везан је за знанто олакшани процес анализе и могуће израженије ефекте. Геометријски центар узорка (кружна плочица силицијума) је био изабран за имплантациону тачку. Густина струје јонског снопа на мети није прелазила  $5 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ , да би се избегло прегревање узорка.

#### **4.2 Одређивање профила концентрације високоенергијских јона азота имплантираних у <100>, <110> и случајно оријентисане кристале силицијума**

Одабир азота, као једног од два елемента који су имплантирани у канале кристала силицијума, је био везан како за погодан начин детекције и анализе, тако и за повећан интерес за присуство азота у силицијуму. Наиме, азот је предложен као интересантна алтернатива кисеонику у производњи силицијум-изолатор-силицијум супстрата, такозвани SOI супстрати (Silicon on Insulator), будући да SOI супстрати базирани на азоту показују већу стабилност, електричну и радијациону отпорност, и при томе претстављају одличне

дифузне баријере за покретне јоне (Yadav, Patel, Dubey, Panigrahi, Kesavamoorthy, & Nair, 2008). Електронске направе које су базиране на SOI технологији, када се конвенционални силицијумски супстрати замењују SOI супстратима, показују знатно умањење паразитивних капацитивности и на тај начин велики помак у побољшању перформанси (Celler & Christoloveanu, 2003).

У првом делу резултата ове докторске дисертације истраживани су профили концентрације јона азота  $^{14}\text{N}^{2+}$  енергије 4 MeV имплантирани у <100>, <110> и случајно оријентисани кристал силицијума. Према мојим сазнањима, постоји само један рад везан за имплантацију јона  $^{14}\text{N}^+$  азота у <100> и <110> канале кристала силицијума и то у опсегу средњих енергија (600 keV – 1.4 MeV) (Gasparotto, Camera, Acco, & Ferla, 1992).

#### *4.2.1 Основе одређивања профила концентрације азота NRA методом*

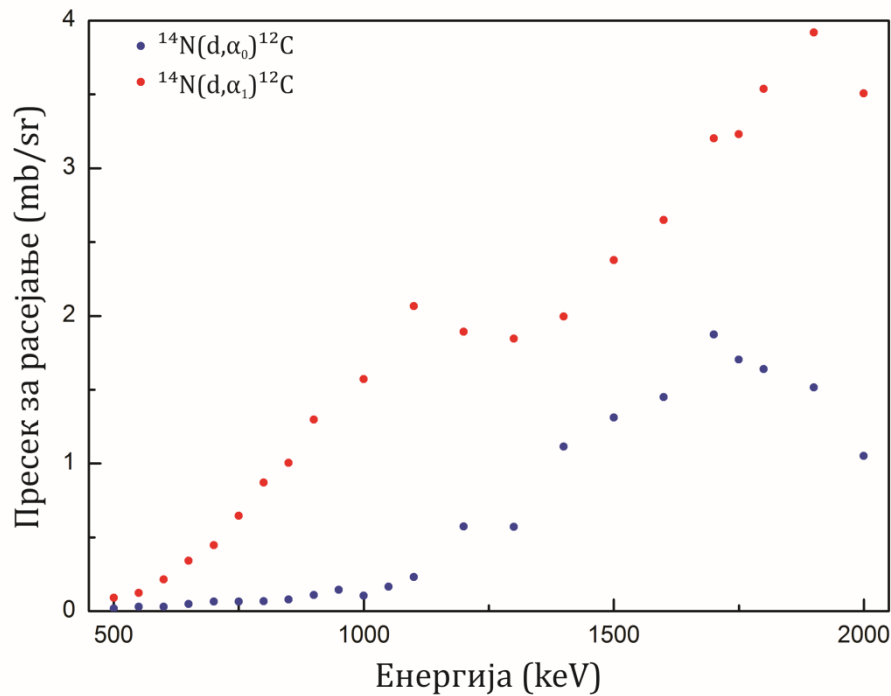
Анализа профила концентрације азота имплантираних у силицијуму је извршена у Институту за нуклеарну физику у Националном истраживачко-научном центру „Демокритос“, Атина, Грчка, користећи 5.5 MV TN TANDEM акцелератор. У циљу високо прецизног одређивања профила азота у силицијуму коришћена је метода нуклеарних реакција - NRA. NRA метод је погодан за одређивање профила лаких елемената у тешкој матрици, под условом да су претходно измерени пресеци за расејање посматраног лаког елемента и упадног јона. Један од најпогоднијих упадних јона за NRA анализу је деутеријум због могућности истовремене побуде више лаких елемената као и због великих пресека за нуклеарну реакцију.

Коришћење деутеријума као упадног јона у NRA анализи је оправдано изразито великим Q-вредностима деутеријумских нуклеарних реакција, што омогућава детектовање азотових пикова без позадинског мешања сигнала.



Међутим, мана је умањена зауставна моћ добијених продуката нуклеарних реакција, нарочито протона, што ограничава дубинску резолуцију профилисања азота. Из тог разлога за профилирање азота одабране су следеће две реакције,  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_1)^{12}\text{C}$  уместо најчешће коришћене  $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_0)^{15}\text{N}$  реакције, где d претставља деутеријум,  $\alpha_0$  алфа честицу емитивану са основног стања (најниже енергије),  $\text{p}_0$  протон емитован са основног стања, док  $\alpha_1$  представља алфа честицу емитовану са првог основног стања. Фокусирање на детекцију алфа честица, уместо протона, је знатно повећало дубинску резолуцију профилисања азота.

У природи доминантни изотоп силицијума је  $^{28}\text{Si}$ . Међутим, поред њега постоји и изотоп силицијума  $^{29}\text{Si}$  са заступљеношћу од 4,68 %. Деутеријумски јонски сноп са овим силицијумовим изотопом има три нуклеарне реакције од интереса за нашу експерименталну поставку, и то:  $^{29}\text{Si}(\text{d},\alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(\text{d},\alpha_1)^{27}\text{Al}$  и  $^{29}\text{Si}(\text{d},\alpha_2)^{27}\text{Al}$ . Као и код претходних нуклеарних реакција  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$ , и  $\alpha_2$  претстављају алфа честице емитоване са основног, првог побуђеног и другог побуђеног енергијског стања, респективно. Од горе поменутих нуклеарних реакција које се тичу  $^{29}\text{Si}$  најинтересантнија је  $^{29}\text{Si}(\text{d},\alpha_0)^{27}\text{Al}$  нуклеарна реакција, будући да емитоване  $\alpha_0$  алфа честице из ове реакције имају приближну енергију као и емитоване  $\alpha_1$  алфа честице из  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарне реакције. Ово доводи до проблема преклапања међусобних сигнала. Избор енергије деутеријумовог снопа је био такав да би се максимизирао пресек за расејање нуклеарне реакције у области кристала силицијума на којој је претпостављено да су имплантирани јони азота. На слици 4.3 приказани су експериментално утврђени пресеци  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција коришћени у NRA анализи измерени при углу од  $150^\circ$  (Pellegrino, Beck, & Trouslard, 2004).

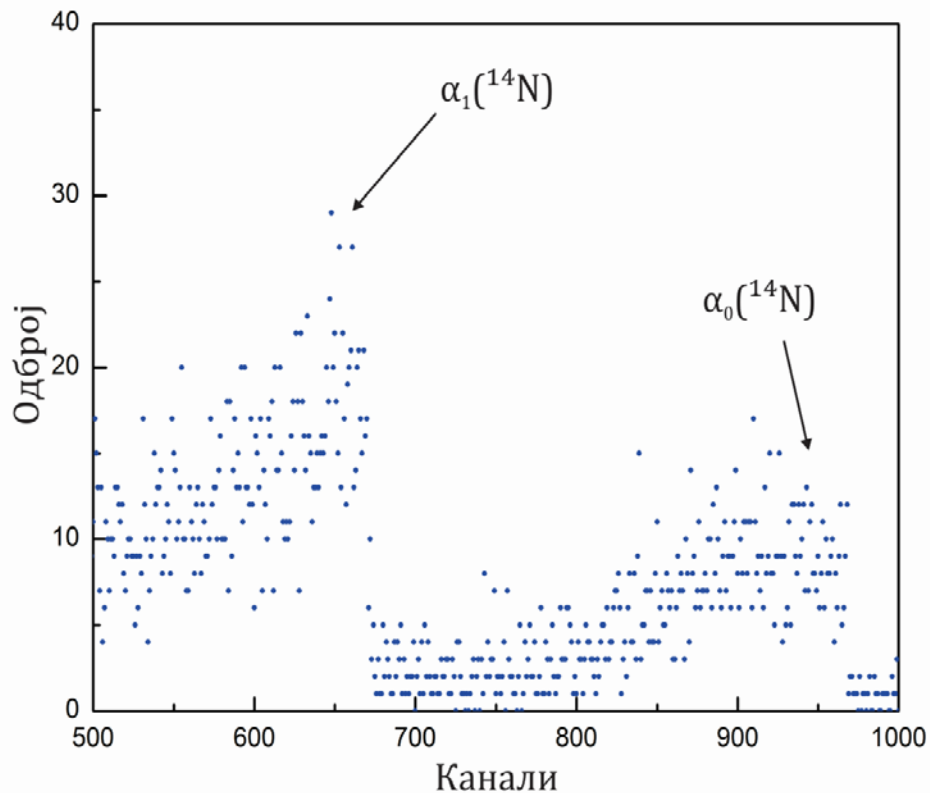


*Слика 4.3. Пресеци за расејање  $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција у зависности од енергије и измерени при углу од  $150^\circ$ .*

За NRA анализу коришћен је био деутеријумов,  $d^+$ , снап, енергије 2 MeV и одличне колимације (угаона дивергенција снопа била је мања од  $0,1^\circ$ ). Величина анализирајућег снопа је била око 2 mm у пречнику, што је било довољно за покривање имплантационе тачке, чији је пречник био око 1 mm. Током анализе узорци су били подвргнути случајном ротационом кретању како би у потпуности биле уклоњене пертурбације канала из NRA спектра које потичу од силицијумове кристалне структуре. Међутим, тачну величину и позицију јонског снопа током имплантације није било могуће поновити услед другачијих експерименталних услова и коришћења другог акцелератора. Из тог разлога добијени експериментални спектри нису били апсолутно нормализовани према акумулираном наелектрисању, већ су били релативно нормализовани према одброју детектованих честица у пику у одговарајућем

NRA спектру. Спектар алфа честица је мерен користећи врло танки (100  $\mu\text{m}$ ) SSB силицијумски детектор постављен под углом од  $150^\circ$  у односу на јонски сноп, заклапајући просторни угао од 2,54 mrad. Изабрана дебљина детектора од 100  $\mu\text{m}$  је са циљем избегавања детекције сигнала од протона емитованих из  $^{14}\text{N}(\text{d},\text{p}_0)^{15}\text{N}$  нуклеарне реакције, будући да је тако танак силицијумски детектор транспарентан за протоне чија енергија превазилази 3 MeV услед умањеног енергијског губитка протона (Ziegler, Biersack, & Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Vol. 1, 1985). У нашем случају енергија емитованих  $\text{p}_0$  протона је била 9,03 MeV (Catford, 2005). Плочица од амонијум хлорида ( $\text{NH}_4\text{Cl}$ ) била је коришћена као калибрациони еталон за подешавање енергије пикова  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  алфа честица емитованих из  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција. Наиме, табличне вредности њихових енергија су 10,046 MeV и 6,952 MeV, респективно (Catford, 2005). Како амонијум хлорид има униформну расподелу азота, по читавој својој запремини и на површини, могуће је позицији на хоризонталној оси спектра којој одговара половина висине прве узлазне степенице доделити табеларну вредност енергије  $\alpha_0$  алфа честице, односно, могуће је позицији на хоризонталној оси спектра којој одговара друга узлазна степеница доделити табеларну вредност енергије  $\alpha_1$  алфа честице, и на тај начин извршити калибрацију енергетске скале NRA спектра.

На слици 4.4 приказан је калибрациони NRA спектар амонијум хлорида из кога је извучена енергијска оса спектра. На слици се могу уочити две степенице које потичу од детектованих  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  алфа честица емитованих из  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(\text{d},\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција.

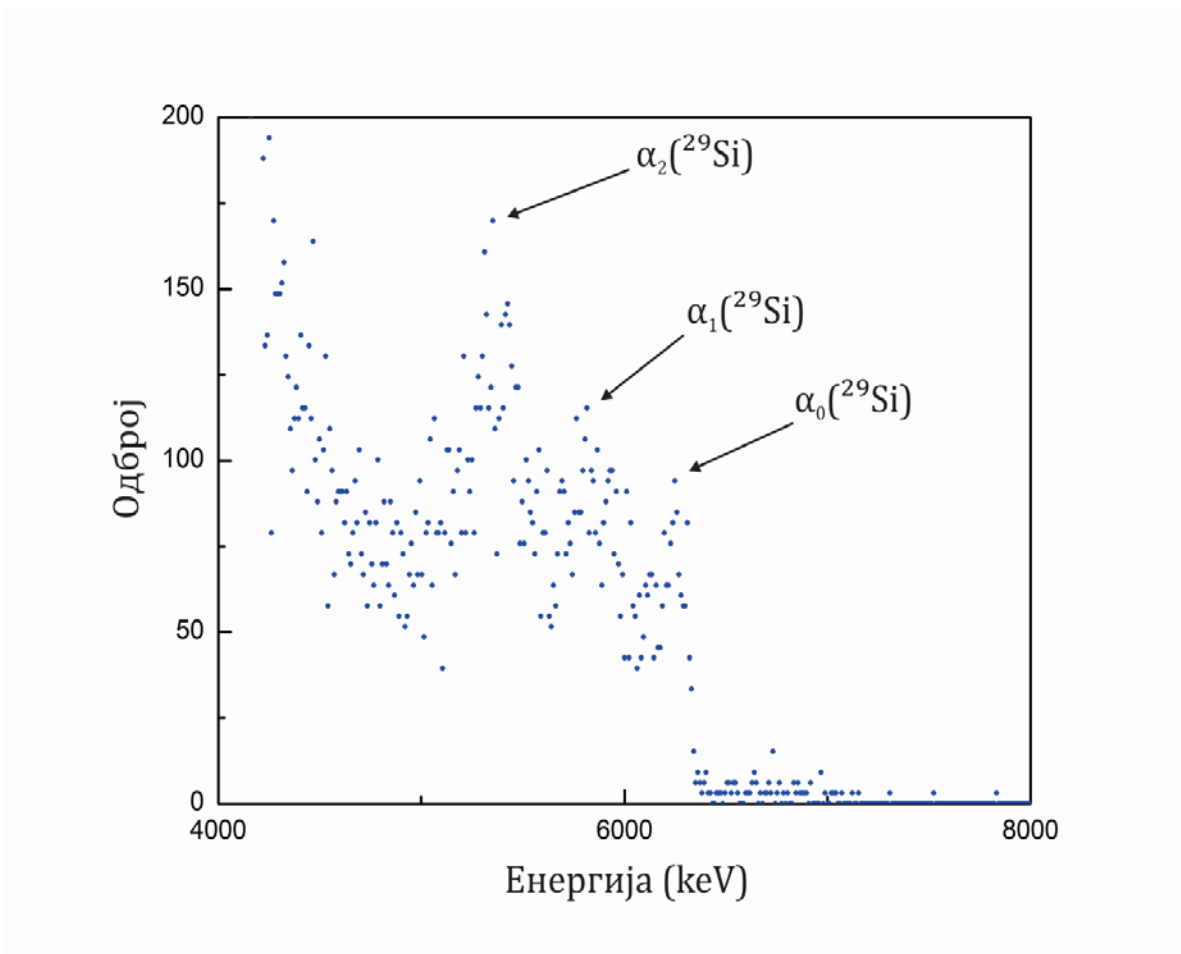


**Слика 4.4.** Калибрациони NRA спектар  $\text{NH}_4\text{Cl}$  плочице коришћен за калибрацију енергијске осе, са две степенце које потичу од  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  алфа честица емитованих из  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција којима одговарају енергије од 10,046 MeV и 6,952 MeV-а, респективно.

Поред коришћења плочице амонијум хлорида за калибрацију енергијске скале детектовањем  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$  честица емитованих из одговарајуће нуклеарне реакције са азотом, коришћен је и чисти (неимплантирани) силицијум детектовањем  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  честица емитованих из  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_1)^{27}\text{Al}$  и  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_2)^{27}\text{Al}$  нуклеарних реакција. Енергије емитованих  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  честица су 6,284 MeV, 5,581 MeV и 5,440 MeV, респективно (Catford, 2005).

На слици 4.5 је дат NRA спектар неимплантираног силицијума у области алфа честица емитованих из горе наведених  $^{29}\text{Si}$  нуклеарних реакција,

а на којој се јасно могу уочити три пика који потичу од емитованих  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  честица. Треба напоменути да у литератури не постоје подаци о пресецима за расејање  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_1)^{27}\text{Al}$  и  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_2)^{27}\text{Al}$  нуклеарних реакција, што је реалтивно чест проблем у NRA анализи.

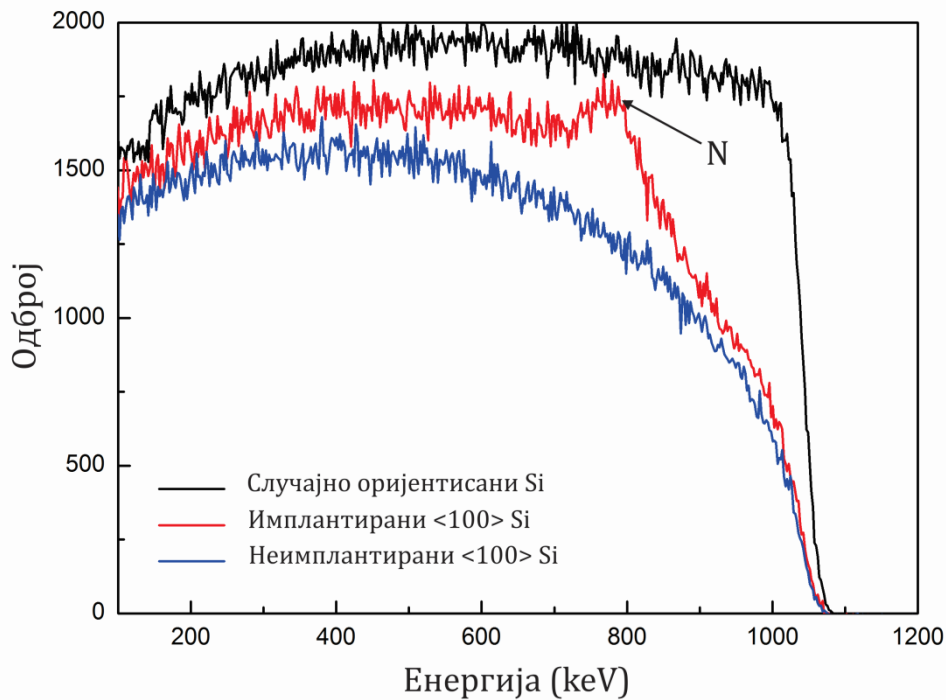


**Слика 4.5.** NRA спектар неимплантираног силицијума са три уочљива пика који потичу од  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  алфа честица емитованих из  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_1)^{27}\text{Al}$  и  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_2)^{27}\text{Al}$  нуклеарних реакција, којима одговарају енергије од 6,284 MeV, 5,581 MeV и 5,440 MeV, респективно.

#### *4.2.2 RBS/C спектри протона измерени у имплантираним и неимплантираним тачкама кристала силицијума*

Након имплантације азота у  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  канале кристала силицијума извршена је анализа RBS/C спектра протона енергије 1,2 MeV у имплантираним и неимплантираним тачкама кристала силицијума. Ово је учињено непосредно након извршене имплантације јона у Центру за јонске снопове у Розендорфу, Немачка. Ова анализа представља први корак у процени успешности имплантације и одређивању профила концентрације имплантираног азота у силицијуму.

На слици 4.6 приказани су добијени RBS/C спектри након имплантације азота дуж канала  $\langle 100 \rangle$  кристала силицијума. Црном линијом представљен је RBS спектар протона за случајно оријентисан неимплантирани кристал силицијума што би требало да одговара спектру протона за аморфни силицијум. Карактеристични облик ове линије, као "степеница", тј. стрми успон и постизање платоа након успона, је очекивани резултат RBS спектра аморфног материјала (Tesmer & Nastasi, 1995). Плавом линијом на слици 4.6 обележен је RBS спектар дуж канала  $\langle 100 \rangle$  силицијума. У односу на случајну оријентацију овај спектар је знатно мањи будући да каналисани јони имају знатно мању вероватноћу повратног расејања, нарочито у области близу површини кристала. Међутим, на већим дубинама процес деканалисања јона је све израженији па самим тим и увећана вероватноћа за повратно расејање истих, те отуда и постепени пораст одговарајућег RBS спектра. Врло уочљива разлика међу RBS спектрима случајно и  $\langle 100 \rangle$  оријентисаног кристала силицијума показује да је квалитет кристала био добар, као и да је процедура оријентирања кристала силицијума у циљу налажења канала била прецизна.



*Слика 4.6. RBS/C спектри протона енергије 1,2 MeV измерени на неимплантираном кристалу силицијума у случајној – црна линија, и <100> оријентацији – плава линија и на имплантираном кристалу силицијума у <100> оријентацији – црвена линија.*

Црвеном линијом на слици 4.6 представљен је RBS спектар у <100> оријентацији кристала силицијума на имплантираној тачки. Као што се са слике види овај спектар се налази између два претходна, што је очекивано. Наиме, овај RBS спектар је виши у односу на RBS спектар чистог силицијума, иако су оба измерена дуж <100> оријентације кристала, што је последица два одвојена процеса: расејања протона на имплантираним јонима азота и расејања на аморфизованом кристалу силицијума изазване имплантацијом јона азота (Friedland, 2007). Уочљиви пик у RBS спектру имплантираног <100> кристала силицијума на 770 keV је последица расејања протона на имплантираним јонима азота. Како је азот лакши елемент од силицијума његов одзив у RBS сектру се преклапа са одзивом силицијумове матрице. Користећи податке за

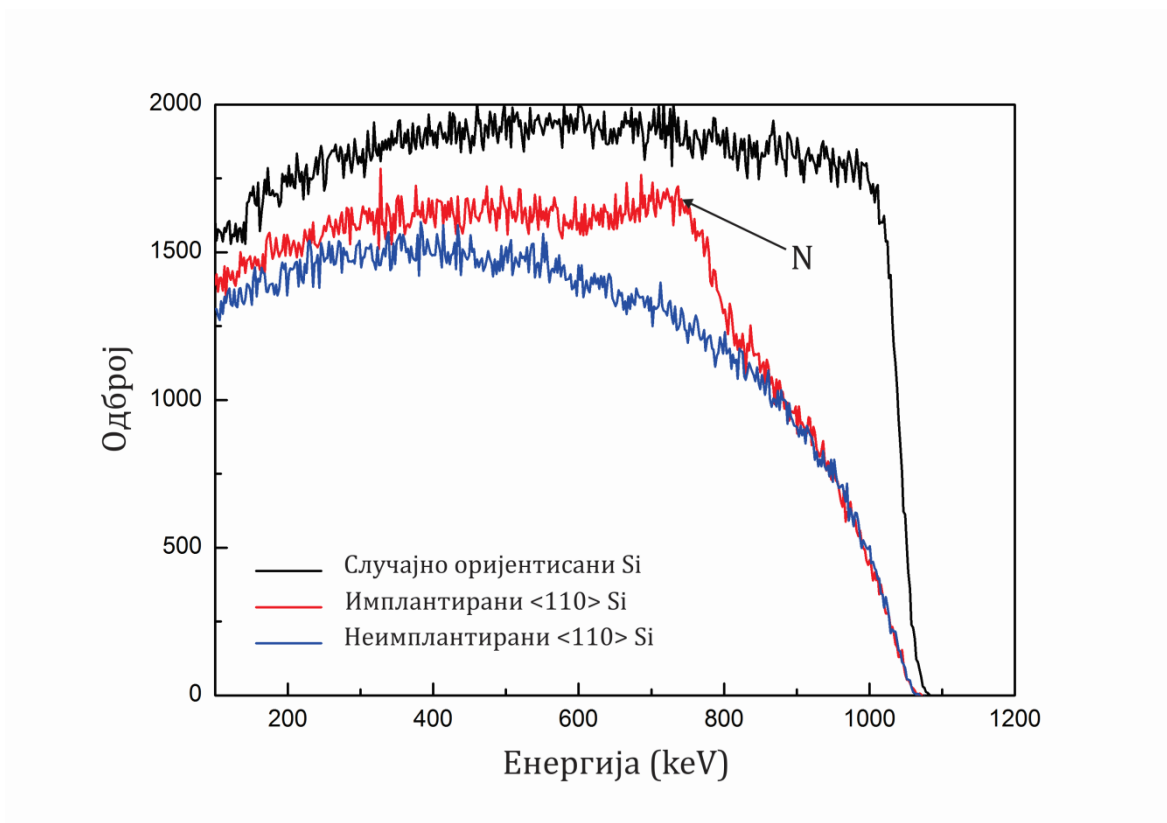
енергијски губитак протона у силицијуму (Ziegler, Biersack, & Littmark, The Stopping and Range of Ions in Solids, Vol. 1, 1985) могуће је утврдити да азотовом пику одговара дубина од око 3  $\mu\text{m}$ . Као што је предходно речено поред расејања на имплантираним азотовим јонима, постоји и расејање протона на аморфизованом силицијуму. Ово расејање најбоље се види при површини кристала у распону енергија од 900 до 1070 keV, као додатни принос у односу на RBS спектар чистог силицијума измерен дуж  $\langle 100 \rangle$  канала кристала. У овој области мала је вероватноћа заустављања каналишућих јона азота енергије 4 MeV, док, са друге стране, релативно мали  $\langle 100 \rangle$  канал кристала силицијума има за последицу увећану вероватноћу деканалисања имплантираних јона већ у близини саме површине кристала. Ово има за последицу и већи пренос енергије са јона на кристалну решетку, чијом релаксацијом долази до процеса аморфизације. Такође, на већим дубинама (нижим енергијама) разлика између приноса RBS спектра имплантираног и неимплантираног  $\langle 100 \rangle$  силицијума је последица само аморфизације кристала силицијума.

На слици 4.7 приказани су RBS/C спектри  $\langle 110 \rangle$  кристала силицијума на имплантираној и неимплантираној тачки као и за случајно оријентисани кристал у неимплантираној тачки. Као и на претходној слици, црном линијом претстављен је RBS спектар случајно оријентисаног кристала силицијума, док плава линија претставља RBS спектар  $\langle 110 \rangle$  неимплантираног кристала. И овде је уочљива разлика међу овим спектрима показатељ доброг квалитета  $\langle 110 \rangle$  кристала силицијума као и прецизно урађеног процеса налажења канала кристала.

Црвена линија у овом случају претставља RBS спектар  $\langle 110 \rangle$  кристала силицијума у имплантираној тачки. Може се уочити, као и у случају  $\langle 100 \rangle$  кристала силицијума, постојање пика који потиче од додатног расејања протона на имплантираним јонима азота, а који се налази на 700 keV. У овом случају пик азота у RBS спектру је на већој дубини (мањој енергији) у односу на



случај <100> кристала силицијума и знатно је шири. Ово је последице пре свега величине силицијумовог канала. Наиме, канал <110> силицијума је знатно већи од <100> канала силицијума, што има за последицу умањену густину електрона у <110> каналу у односу на <100> канал. Како је електронски енергијски губитак доминантан процес заустављања јона у случају каналисања, имплантирани јони губе мању количину енергије по јединици дужине у случају већег канала што доводи до дубљих и ширих профила концентрације имплантираних јона, што је у складу са добијеним резултатима RBS анализе.



**Слика 4.7.** RBS/C спектри протона енергије 1,2 MeV измерени на неимплантираном кристалу силицијума у случајној – црна линија, и <110> оријентацији – плава линија, као и на имплантираном кристалу силицијума у <110> оријентацији – црвена линија.

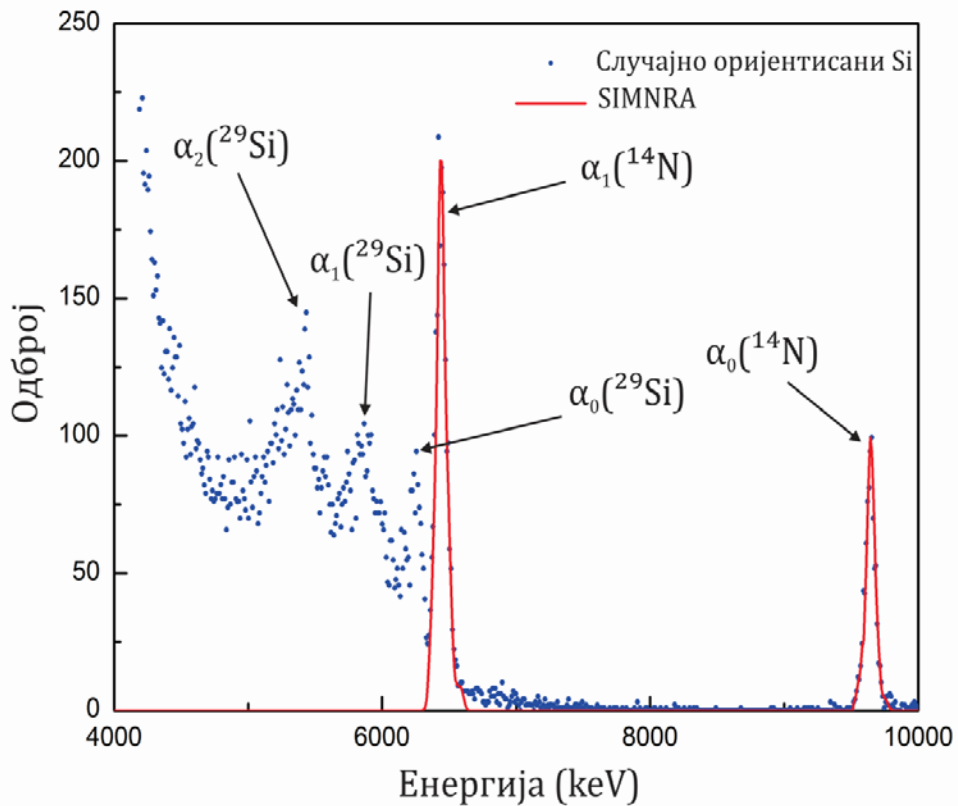
Аморфизација кристала силицијума је и у овом случају присутна као други процес који доводи до увећања приноса RBS спектра у имплантационој

тачки у односу на неимплантирани кристал силицијума. Међутим, сада је процес аморфизације мање изражен него у случају  $\langle 100 \rangle$  канала кристала силицијума. Као што се са слике 4.7 види, у региону који је ближе површини кристала, за опсег енергија од 850 до 1070 keV, практично да нема разлике међу RBS спектрима неимплантираног и имплантираног силицијума, што говори о слабој аморфизацији у површинском слоју кристала. Такође, на већим дубинама, што одговара енергијама мањим од 500 keV, аморфизација је мање изражена него у случају  $\langle 100 \rangle$  канала силицијума, са већим приближавањем RBS спектра имплантираног и неимплантираног силицијума него у случају  $\langle 100 \rangle$  канала кристала силицијума. Смањена аморфизација кристала силицијума такође се може повезати са величином канала. Наиме, пошто је процес губитка енергије јона мање изражен у већем каналу, мања енергије се по јединици дужине преноси на кристалну решетку. Ово резултира умањеном релаксацијом кристалне решетке, главног механизма који доводи до аморфизације. О дубинским профилима аморфизације у обе оријентације кристала силицијума биће више речи у даљем тексту резултата ове докторске дисертације.

#### *4.2.3 NRA анализа профила концентрације азота*

Одређивање профила концентрације имплантираних јона азота у  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  канале као и за случајне оријентације кристала силицијума било је базирано на мерењу енергије алфа честица емитованих из  $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција.

На слици 4.8 је приказан спектар алфа честица за кристал силицијума који је имплантиран азотом у случајној оријентацији.

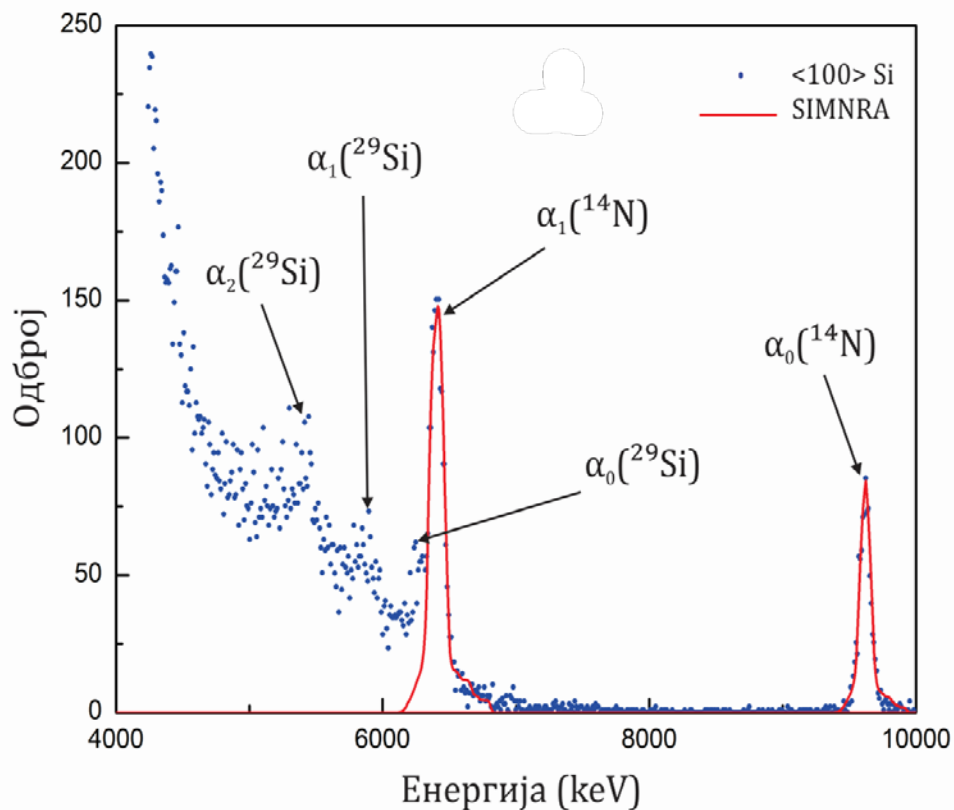


**Слика 4.8.** Спектар алфа честица за деутеријумов јонски сноп енергије 2 MeV у тачки имплантираног силицијума азотом за случајну оријентацију кристала које потичу од  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_1)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_2)^{27}\text{Al}$ ,  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција - плаве тачке, фитинг крива добијена помоћу SIMNRA програма - црвена линија. Укупно наелектрисање деутеријумовог снопа на мети било је 400  $\mu\text{s}$ .

На овој слици уочљиво је пет пикова који потичу од алфа честица емитованих из  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_1)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_2)^{27}\text{Al}$ ,  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција. Црвеном линијом је обележена фитинг крива добијена помоћу SIMNRA рачунарског кода (Mauger, 1997) и података за пресек за расејање  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција (Pellegrino, Beck, & Trouslard, 2004). У SIMNRA рачунарском коду, који узима у обзир одговарајуће експерименталне параметре и пресеке за расејање, претпоставља се профил

концентрације азота и израчунава спектар повратно расејаних алфа честица. Овај спектар се упоређује са експерименталним, врши се одговарајућа корекција профила концентрације азота и на тај начин се у итеративној процедури добија најбољи профил концентрације азота. За овакво фитовање профила концентрације азота помоћу програма SIMNRA био је коришћен  $\alpha_0$  пик, будући да у његовом случају нема преклапања са силицијумовом позадином, као у случају  $\alpha_1$  пика, иако је пресек за расејање за  $\alpha_0$  нуклеарну реакцију упола мањи него за  $\alpha_1$  нуклеарну реакцију. У случају случајне оријентације кристала силицијума преклапање  $\alpha_1$  пика са позадинским сигналом од изотопа силицијума  $^{29}\text{Si}$  је релативно мало (видети слику 4.8).  $\alpha_1$  пик је коришћен за праћење прецизности добијених фитова и потврду добијених резултата. Са слике се види да SIMNRA фит одлично описује  $\alpha_0$  пик, и да, истовремено, добро описује  $\alpha_1$  пик.

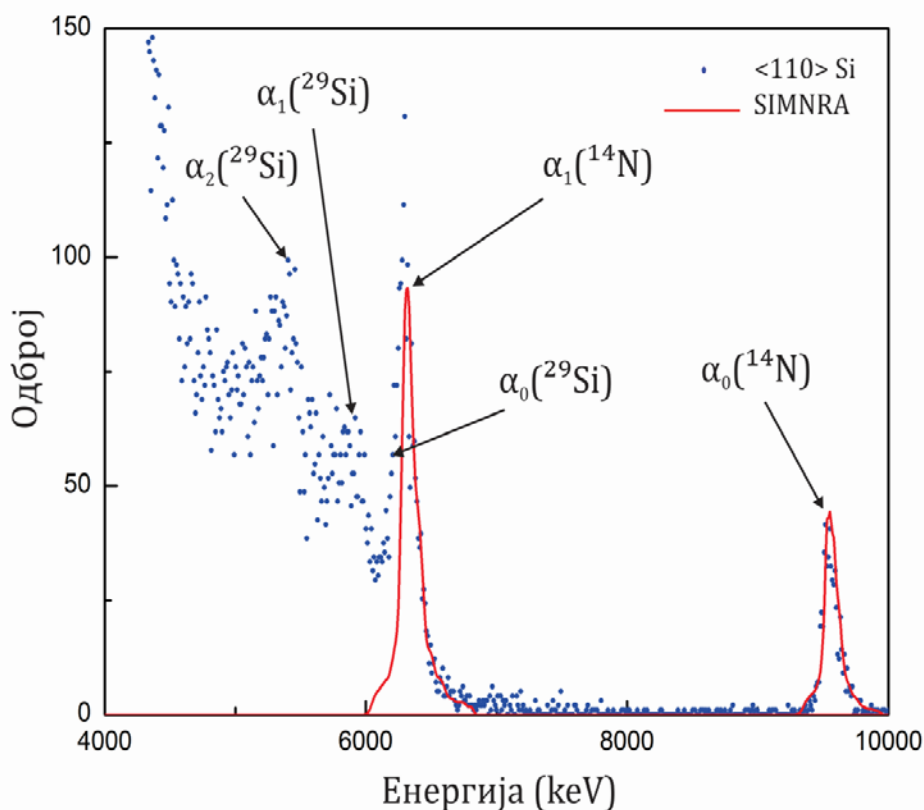
Спектар алфа честица емитованих из имплантиранг кристала силицијума оријентације  $\langle 100 \rangle$  је приказан на слици 4.9. И у овом случају се могу уочити пет пикова који потичу од алфа честица емитованих из горе поменутих нуклеарних реакција. Црвена линија представља фитинг спектар добијен помоћу SIMNRA програма. У односу на спектар случајно оријентисаног кристала силицијума приметан је померај пикова емитованих алфа честица који потичу из нуклеарних реакција са азотом за око 30 keV ка нижим енергијама. Ово је последица дубљег продирања азота при импантирању дуж  $\langle 100 \rangle$  канала у односу на случајну оријентацију силицијума. Фит одлично описује  $\alpha_0$  пик и позицију  $\alpha_1$  пика. У овом случају преклапање  $\alpha_1(^{14}\text{N})$  и  $\alpha_0(^{29}\text{Si})$  пикова је интензивније услед померања  $\alpha_1(^{14}\text{N})$  пика ка нижим енергијама.



**Слика 4.9.** Спектар алфа честица за деутеријумов јонски снап енергије 2 MeV у тачки имплантираног силицијума азотом за <100> кристалну оријентацију који потичу од  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_1)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d,\alpha_2)^{27}\text{Al}$ ,  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција – плаве тачке, фитинг крива добијена помоћу SIMNRA програма – црвена линија. Укупно наелектрисање деутеријумовог снопа на мети било је 400  $\mu\text{C}$ .

На слици 4.10 је приказан спектар алфа честица емитованих из нуклеарних реакција деутеријума са азотом и изотопом силицијума,  $^{29}\text{Si}$ , у имплантираној области силицијума азотом дуж <110> кристалне оријентације. Померање  $\alpha_0(^{14}\text{N})$  и  $\alpha_1(^{14}\text{N})$  пикова ка нижим енергијама (већим дубинама) у односу на случајно оријентисани кристал је још израженије него у случају <100> кристалне оријентације, и износи 130 keV. Преклапање  $\alpha_1(^{14}\text{N})$  и  $\alpha_0(^{29}\text{Si})$  пикова је потпуно, тако да они формирају нови пик у спектру. Црвена линија

претставља фитовани спектар  $\alpha_0(^{14}\text{N})$  и  $\alpha_1(^{14}\text{N})$  пикова помоћу SIMNRA програма. Фитовање спектра је извршено користећи  $\alpha_0(^{14}\text{N})$  пик, који је одлично апроксимиран, док је позиција  $\alpha_1(^{14}\text{N})$  пика успешно погођена. Треба истаћи да су NRA спектри сагласни са одговарајућим RBS спектрима. Наиме,  $\alpha_0(^{14}\text{N})$  и  $\alpha_1(^{14}\text{N})$  пикови су за случај  $\langle 110 \rangle$  оријентације кристала силицијума померени ка нижим енергијама (већим дубинама), и при томе шири и нижи у односу на  $\langle 100 \rangle$  случај.

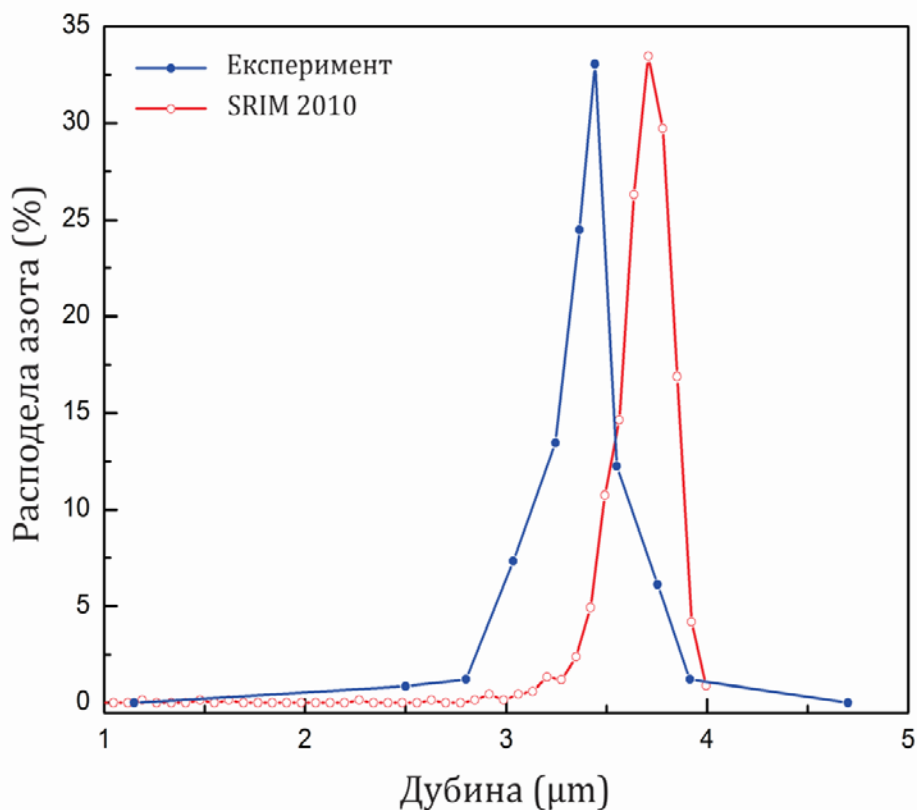


**Слика 4.10.** Спектар алфа честица за деутеријумов јонски снап енергије 2 MeV у тачки импантације силицијума азотом дуж  $\langle 110 \rangle$  кристалне оријентације које потичу од  $^{29}\text{Si}(d, \alpha_0)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d, \alpha_1)^{27}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{Si}(d, \alpha_2)^{27}\text{Al}$ ,  $^{14}\text{N}(d, \alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d, \alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција – плаве тачке, фитинг крива добијена помоћу SIMNRA програма – црвена линија. Укупно наелектрисање деутеријумовог снопа на мети било је 400  $\mu\text{C}$ .

#### 4.2.4 Промена густине матрице силицијума изазвана имплантацијом азота

Дубински профил концентрације имплантираних јона азота енергије 4 MeV у случајној оријентацији кристала силицијума добијен фитовањем експерименталног спектра коришћењем SIMNRA програма приказан је на слици 4.11. Такође, на истој слици је приказан профил концентрације азота енергије 4 MeV у аморфном силицијуму добијен помоћу SRIM 2010 рачунарске симулације (Ziegler, Biersack, & Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Vol. 1, 1985). SRIM 2010 је програм који рачуна заустављање различитих јона широког спектра енергија у аморфним материјалима, користећи универзални потенцијал интеракције и семиемпиријски енергијски стопинг добијен низом експерименталних мерења. Као што је већ претходно споменуто, аморфни материјал се користи као референтни модел у физици са јонским сноповима за који постоје релативно поуздани експериментални подаци о енергијском стопингу за велики број јон-мета парова (Ziegler, Biersack, & Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Vol. 1, 1985) и имплантација јона при случајној оријентацији кристала у довољно добро апроксимацији одговара имплантацији у одговарајући аморфни материјал. Дакле, требало би очекивати мало одступање профила концентрације азота који је добијен помоћу SRIM 2010 програма у односу на експериментално одређен профил концентрације. Међутим, као што се са слике 4.11 види, очигледно је да је одступање ова два профила концентрације велико. Наиме, експериментално добијени профил азота има свој максимум на 3,44  $\mu\text{m}$ , док SRIM 2010 профил азота има свој максимум на 3,71  $\mu\text{m}$ . За оба профила коришћена је таблична вредност густине силицијума од 2,32  $\text{g}/\text{cm}^3$ . Треба нагласити да SIMNRA програм у својој фитинг процедури не ради са јединицом дужине у циљу представљања дубине профила, већ са јединицом,  $\text{at}/\text{cm}^2$ , број атома по јединици површине. Множењем ове јединице са густином материјала (у одговарајућим јединицама) добијају се јединице дужине, односно, дубински профил концентрације у

јединицама дужине. Такође, за оба профила концентрације ширине на половини њихових висина су приближно једнаке, али постоји велика разлика у њиховим деловима који одговарају малим приносима - експериментални профил је знатно шири у односу на SRIM 2010 профил.



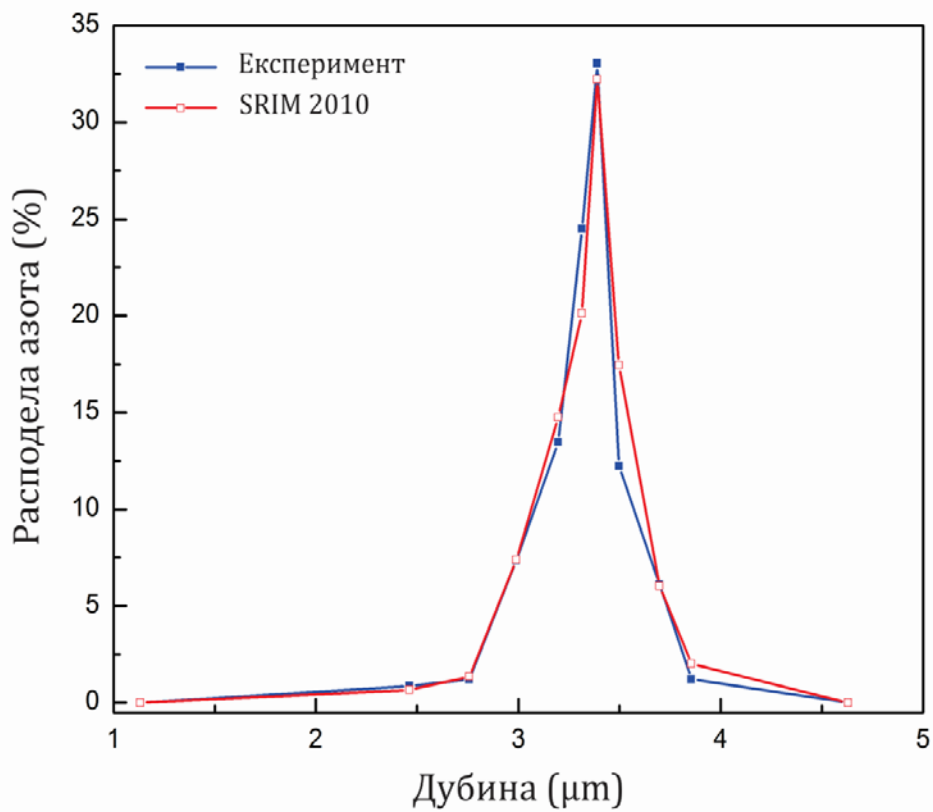
**Слика 4.11.** Експериментално утврђен профил концентрације имплантираног азота у случајно оријентисаном кристалу силицијума - плава линија и одговарајући SRIM 2010 профил концентрације - црвена линија.

У циљу објашњења ове разлике између експерименталног и SRIM 2010 профила концентрације азота, претпостављено је формирање "мехурова" имплантираног азота у силицијумовој кристалној матрици. Као последица постојања ових "мехурова" у SRIM 2010 је била претпостављена вишеслојна



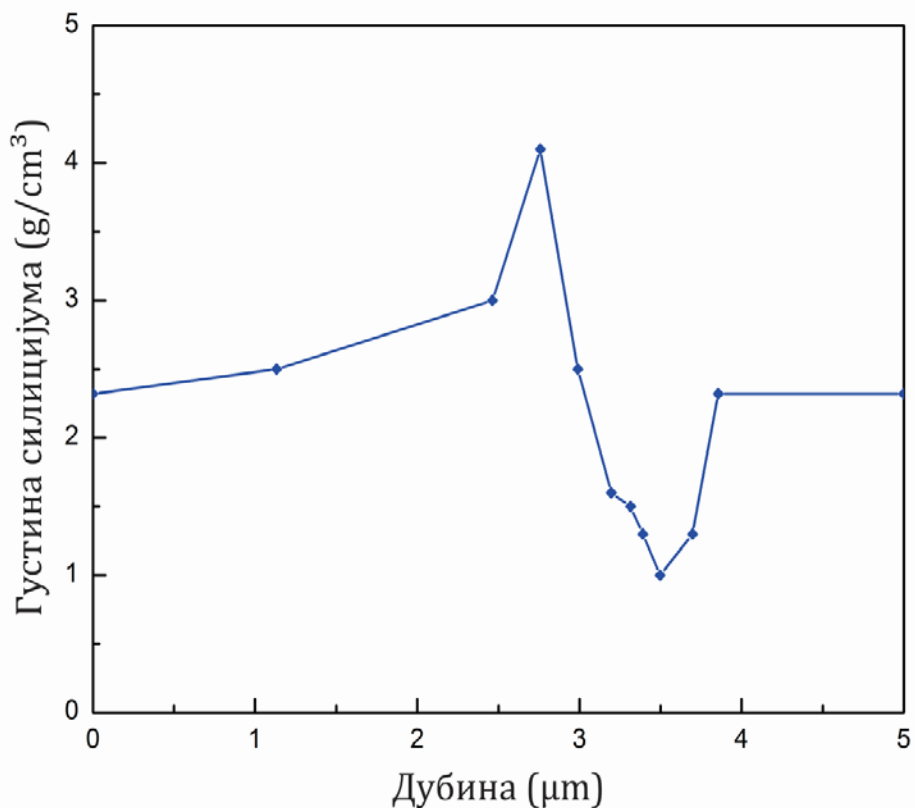
силицијумска матрица са слојевима различите густине силицијума. Број и дебљина слојева је одабран тако да одговара броју и позицији тачака експериментално утврђеног профила имплантираног азота. Тако добијени SRIM 2010 профил је усредњен по слојевима и фитован на експериментално добијени профил азота. Коришћењем вишеслојне матрице силицијума са слојевима различитих густина кристала силицијума фитовањем SRIM 2010 профила на експериментални, добијена је нова средња вредност густине силицијума. Овако ново добијена средња вредност густине је потом била коришћена за ново скалирање експерименталног профила азота пребацујући из оригиналних SIMNRA  $\text{at/cm}^2$  јединица у јединице  $\mu\text{m}$ . Након овог процеса разлика међу профилима је била мања него у почетном случају приказаном на слици 4.11. Понављањем овог итеративног процеса, за који се испоставило да је био конвергентан, дошло се до врло доброг поклапања експерименталног и SRIM 2010 фитинг профила концентрације азота, који су приказани на слици 4.12.

У принципу би се разлика између профила добијених из експеримента и SRIM 2010 симулације могла објаснити и претпостављајући да су подаци за енергијски губитак азотових јона у силицијуму недовољно тачни, али се коришћењем промењиве густине силицијумовог кристала може објаснити и разлика у доњем делу два профила, за мале приносе.



**Слика 4.12.** *Експериментално утврђен профил концентрације имплантираног азота у случајно оријентисаном кристалу силицијума - плава линија и одговарајући SRIM 2010 профил концентрације - црвена линија, након итеративног процеса фитовања.*

На слици 4.13 је приказан профил густине силицијумовог кристала који је добијен успешним фитовањем SRIM 2010 профила концентрације азота на одговарајући експериментални профил.



*Слика 4.13. Зависност густине силицијумове матрице од дубине кристала у случају имплантираног азота у случајно оријентисаном кристалу силицијума.*

Са слике 4.13 се види да минимум густине силицијумове матрице одговара максимуму профила концентрације азота. Такође, постоји скок густине силицијумове матрице који предходи њеном минимуму. Ово указује да је исправна претпоставка о формирању тзв. "мехура" азота у силицијуму изазваног имплантацијом високог флуенса. Новодобијена средња густина силицијумове матрице износи  $2,36 \text{ g/cm}^3$ , што је увећање у односу на номиналну вредност густине силицијума од 3%. Резултат са слике 4.13 је у складу са посматраним померањем профила концентрације имплантираног азота у силицијуму ка мањим дубинама кристала, пошто већа густина матрице

генерише већи енергијски губитак. Наиме, како би се постигло поклапање експерименталног и SRIM 2010 профила, тачније померање SRIM 2010 профила ка површини, било је потребно увећати густину силицијумових слојева односно повећати енергијски губитак, што се јасно види на слици 4.13. Међутим, како је експериментални профил концентрације азота знатно шири у доњем делу него оригинални SRIM 2010 профил, да би се постигло поклапање пикова било је потребно потом знатно снизити густину силицијума након њеног првобитног скока. Тако да се може рећи да је почетни скок густине силицијума одговоран за померање профила азота ка површини кристала, док је пад густине одговоран за ширење њеног доњег дела. Формирање "мехура" азота у силицијуму је и очекивано с обзиром на велики имплантиран флуенс азота од  $10^{17}$  at/cm<sup>2</sup>.

#### *4.2.5. Профили концентрације азота имплантираног у случајно, <100> и <110> оријентисане кристале силицијума добијени NRA методом*

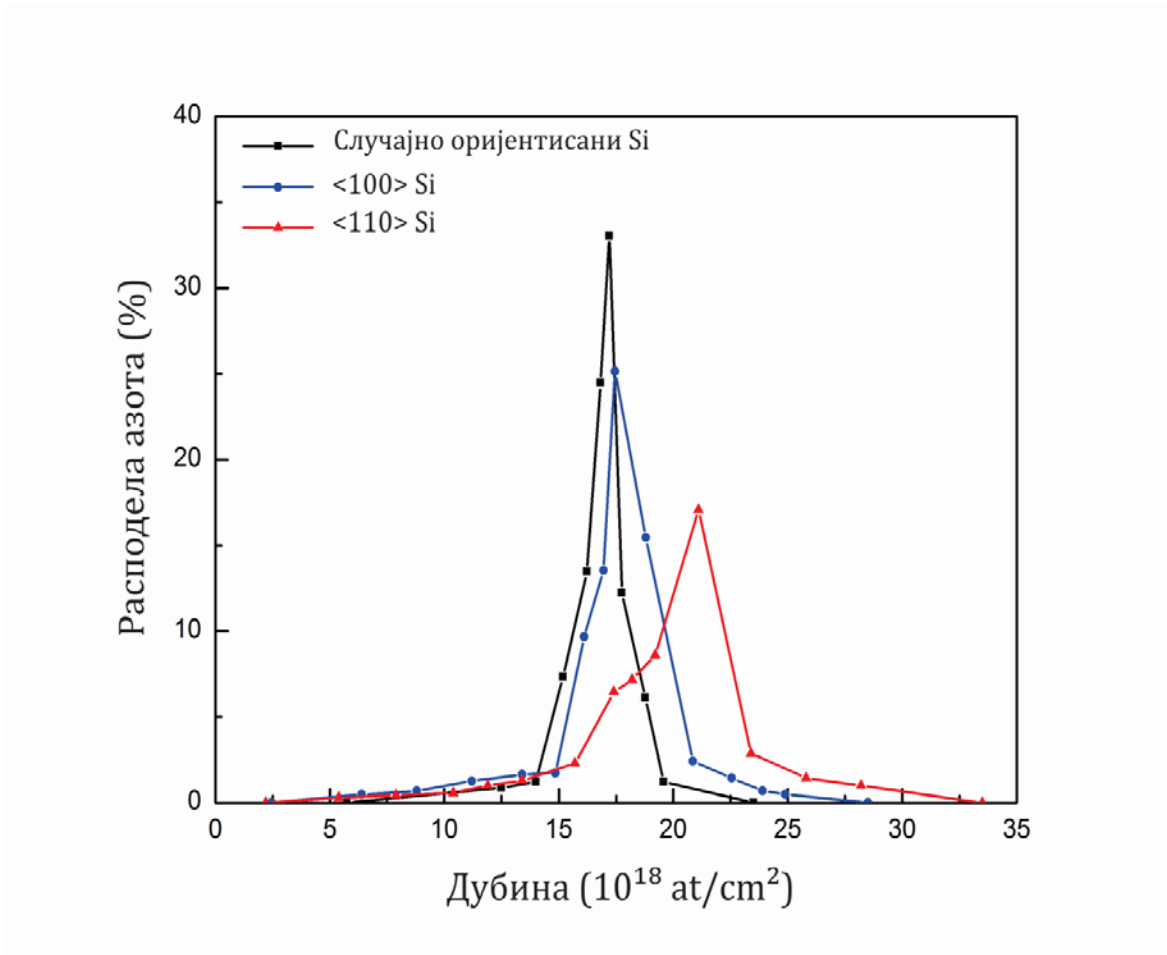
Профили концентрације имплантираних јона азота N<sup>2+</sup> енергије 4 MeV у случајно, <100> и <110> оријентисане кристале силицијума приказани су на слици 4.14. Ови профили су намерно представљени по дубинској скали у јединицама at/cm<sup>2</sup>, уместо у јединицама дужине (μm), будући да промену густине силицијумове матрице није било могуће поуздано доказати у случају <100> и <110> оријентације кристала силицијума услед непостојања програма аналогног SRIM програму за случај каналсања јона. Међутим, реално је претпоставити мању промену густине матрице силицијума него у случају случајно оријентисаног кристала. Као што смо већ рекли, SIMNRA програм је био коришћен за одређивање профила азота у силицијуму, као и коришћење података за пресек расејања d – <sup>14</sup>N нуклеарних реакција и одговарајућих SRIM 2003 података за енергијске губитак алфа честица у силицијуму. Профили концентрације имплантираног азота у каналима кристала силицијума су шири

и дубљи у односу на профил азота у случајном оријентисаном кристалу силицијума. Такође, профили у каналисаном случају имају видљиву асиметрију са "раменима" која су окренута ка површини који одговарају позицији максимума за случај случајно оријентисаног кристала силицијума. Ово је израженије за <110> оријентацију него за <100> оријентацију кристала силицијума. Постојање овог "рамена" у профилима каналисаних јона је пре свега повезано са брзим деканалисањем иницијално слабо каналисаних јона. Наиме, јони који су иницијално упали у канал кристала врло близу његовом атомском низу, или им је иницијални упадни угао био упоредив или већи од критичног угла за каналисање, били су брзо деканалисани настављајући своје даље кретање у случајно оријентисаном кристалу, што објашњава да је позиција "рамена" у профилима концентрације азота одговара позицији максимума профила азота у случајно оријентисаном кристалу.

Добијеним профилима концентрације азота одговарају максимуми од  $17,21 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$ ,  $17,45 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$  и  $21,10 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$  за случајну, <100> и <110> оријентације кристала силицијума, респективно. Добијени профили имплантираног азота у каналима кристала силицијума одговарају претходно добијеним RBS спектрима. Наиме, у случају имплантације азота при <110> оријентацији кристала силицијума његов профил концентрације је дубљи и шири у односу на случај <100> оријентације кристала силицијума.

У принципу, промена густине матрице силицијума индукована имплантацијом велике дозе азота детектована у случају случајно оријентисаног кристала силицијума би такође требало да се догоди и у случају каналисања. Међутим, она би требало да буде мање изражена услед израженије ширине профила у каналисаном случају. Дакле, очекује се да је промена густине матрице силицијума најмање изражена за случај јонске имплантације за оријентацију дуж <110> канала кристала силицијума, будући да је то највећи канал са највећим ширењем профила азота. Наравно, за очекивати је и да је

одговарајућа средња густина силицијума мања у каналисаном случају него у случајној оријентацији кристала.



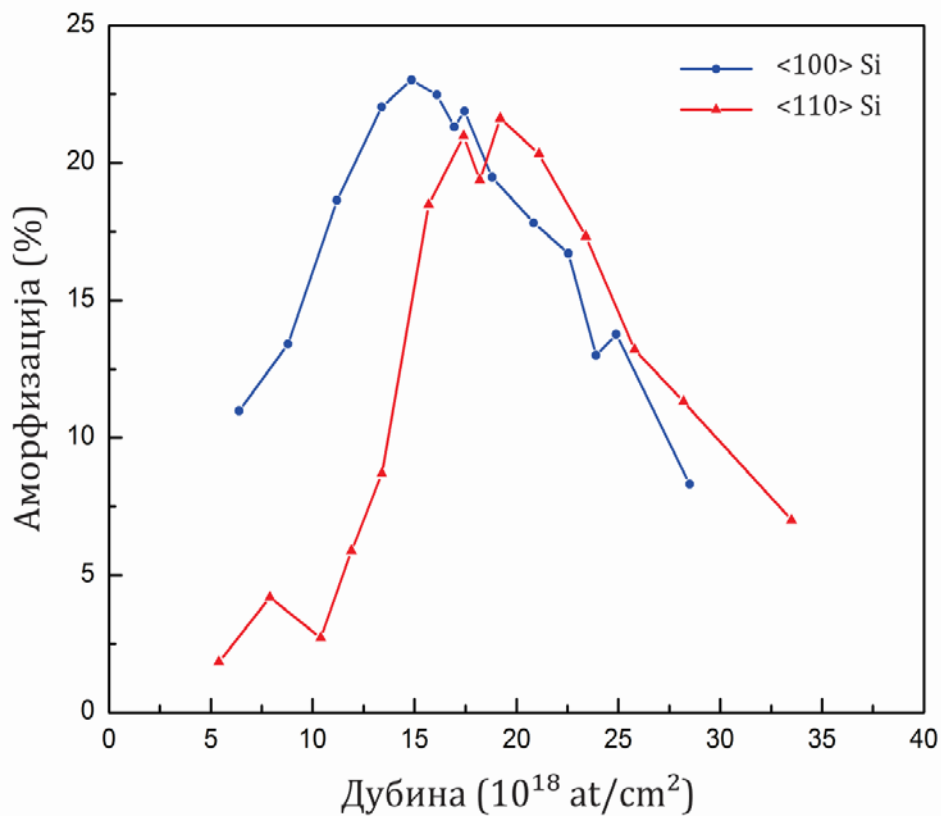
**Слика 4.14.** Дубински профили концентрације азота имплантираног у случајној - црна линија-, <100> - плава линија и <110> - црвена линија оријентацији кристала силицијума.

#### 4.2.6. Профили аморфизације кристала силицијума изазвани имплантацијом јона азота енергије 4 MeV у <100> и <110> оријентацији силицијума

Од раније је познато да јонска имплантација високог флуенса доводи до појаве аморфног слоја у кристалној структури (Friedland, 2007). На слици 4.15

су приказани дубински профили аморфизације (у процентима) у  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  кристалној оријентацији силицијума изазвани имплантацијом јона азота енергије 4 MeV. Ове криве аморфизације су добијене одузимањем одговарајућих RBS спектра у имплантираним и неимплантираним тачкама силицијума (видети слике 4.6 и 4.7). При томе претпоставља се да разлика између два одговарајућа спектра потиче од две компоненте: расејања протона на имплантираним атомима азота и додатног расејања протона на аморфизованом силицијуму који се јавља као последица имплантације јона азота високог флуенса. Допринос додатног расејања протона на имплантираним атомима азота је узет у обзир користећи дубинске профиле концентрација добијених помоћу NRA методе који су приказани на слици 4.14. Одређивање профила аморфизације је било извршено усредњавањем разлика два RBS спектра у тачкама у којима су одређени дубински профили имплантираног азота. Услед мале статистике а самим тим велике неодређености резултата, из профила су биле уклоњене дубине кристала које су биле мање од 1  $\mu\text{m}$ .

Са слике 4.15 је јасно да су добијени профили аморфизација асиметрични, са уочљивим "реповима" који се јављају на већим дубинама и са видљивим максимумима од 23% и 21,6% за  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  оријентацију кристала силицијума, на (еквивалентним) дубинама кристала од  $14,85 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$  и  $19,20 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$ , респективно. Ове позиције максимума су врло блиске позицијама максимума одговарајућих профила азота, те се може закључити да максимум аморфизације настаје у непосредној околини имплантационе дубине азота, што је очекивано. Профили аморфизације су шири него њима одговарајући имплантациони профили азота. Ово је последица релаксације кристалне решетке која се догађа у околини имплантационе области, и она представља главни механизам у процесу аморфизације кристалне структуре.



**Слика 4.15.** Профили аморфизације у <100> - плава линија, и <110> - црвена линија, оријентацији кристала силицијума изазваних имплантацијом јона азота енергије 4 MeV.

У <110> случају, аморфизација кристала за дубине које су мање од  $11 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$  може се занемарити, будући да је увек мања од 5%, док у случају <100> оријентације кристала силицијума, процес кристалне аморфизације је врло изражен и не може се занемарити чак и за мале дубине. Као и у претходним разматрањима, ово је последица величине самог канала.



### 4.3 Одређивање дубинских профила аморфизације у силицијуму изазване јонском имплантацијом помоћу микро-Раманове спектроскопије

Недавно је уочено да се аморфизација силицијума изазвана јонском имплантацијом може користити да се у добијен аморфни слој силицијума имплантирају јони одговарајућег допанта. Након тога, одгревањем силицијума на високим температурама, добијају се p-n спојеви тачно одређених дубина и отпорности у производњи MOS (Metal-Oxide-Semiconductor) транзистора (Pelaz, Marques, & Barbolla, 2004), (Jin, Liu, Jeong, Mehta, & Jones, 2002).

Са друге стране, у технолошком смислу постоји потреба за истраживањима која су везана за имплантацију алуминијума у силицијум, као нови акцепторски елемент у полупроводничкој индустрији, будући да он за ред величине брже дифундује у односу на бор, који је најчешће коришћени акцептор. На овај начин би се могао добити бољи p-тип полупроводника у односу на постојећи (Galvagno, et al., 1993).

За проучавање аморфизације и аморфне фазе у кристалу силицијума изазване јонском имплантацијом кориштено је више експериментално-аналитичких метода. Те методе укључују коришћење RBS и RBS/C (Schultz, Jagadish, Ridgway, Elliman, & Williams, 1991), Раманове и микро-Раманове спектроскопије површине области полупроводника третираног јонском имплантацијом, заједно са RBS/C методом (Motooka & Holland, 1991), (Motooka & Holland, 1992), (Harriman, Lucca, Lee, Klopstein, Herrmann, & Nastasi, 2009), као и коришћење трансмисионе електронске микроскопије користећи микродифракцију и слике високе резолуције (Ishimaru, Harada, & Motooka, 1997). У првом делу резултата ове докторске дисертације представљени су профили аморфизације добијени коришћењем RBS/C и NRA метода преко анализе  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^4\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција. Недавно је изведено профилисање оштећења на нивелисаном/обрађеном кристалу силицијум-

карбида изазвано имплантацијом јона алуминијума енергије 450 keV помоћу микро-Раманове спектроскопије, са највећом дужином профилисања од 2  $\mu\text{m}$  (Zuk, Romanek, & Skorupa, 2009).

У другом делу резултата докторске дисертације бавимо се проучавањем аморфизације кристала силицијума изазване имплантацијом јона алуминијума  $\text{Al}^{2+}$  енергије 6 MeV у случајно и  $\langle 110 \rangle$  оријентисаним кристалима силицијума. Као и у случају имплантације јона азота и у овом случају у питању је била имплантација високог флуенса од  $10^{17}$  at/cm<sup>2</sup>. Коришћена је микро-Раманова спектроскопија (у даљем тексту  $\mu\text{RS}$ ) трансверзалног попречног пресека области имплантиране јонима алуминијума за профилирање аморфизације кристала силицијума. Добијени профили аморфизације кристала били су проверени упоређивањем са имплантираним профилима концентрације алуминијума добијених помоћу SRIM 2010 симулације за случајно оријентисани кристал силицијума, док је у случају  $\langle 110 \rangle$  оријентације кристала силицијума коришћена скенирајућа електронска микроскопија (у даљем тексту SEM).

#### *4.3.1 Експериментална поставка*

Експериментална процедура се састојала од имплантације јона алуминијума, снимања RBS/C спектра,  $\mu\text{RS}$  мерења трансверзалног попречног пресека имплантиране области кристала силицијума и мерења области кристала третираног јонском имплантацијом SEM методом (за  $\langle 110 \rangle$  оријентацију кристала силицијума).

Као и у случају имплантације јона азота, јонска имплантација алуминијума и RBS/C анализа су извршени на акцелераторској инсталацији Хелмхолцовог центра у Розендорфу, Дрезден, Немачка, користећи 3 MV

Тандетрон акцелератор. Анализа профила аморфизације извршена је помоћу  $\mu$ RS мерења трансверзалног попречног пресека имплантиране области кристала у оквиру Одсека за физику, Националног техничког Универзитета у Атини, Грчка, користећи HORIBA Jobin Yvon T64000 Раманов спектрометар. Фокусирајући ласерски сноп дуж имплантационе области кристала био је не већи од 1  $\mu$ m, са скенирајућим кораком од 0,3  $\mu$ m, односно од 0,2  $\mu$ m, за случајно и  $\langle 110 \rangle$  оријентисани кристал силицијума, респективно. Информација о променама у кристалној фази силицијума је добијена праћењем и анализом карактеристичног пика у Рамановом спектру силицијума од 520  $\text{cm}^{-1}$  (видети поглавље 3.3.1).

SEM фотографије са увећањем од 20 000 пута су снимљене на трансверзалном попречном пресеку имплантиране области кристала силицијума у  $\langle 110 \rangle$  оријентацији користећи Nova NanoSEM 230 инструмент са Националног техничког универзитета у Атини, Грчка.

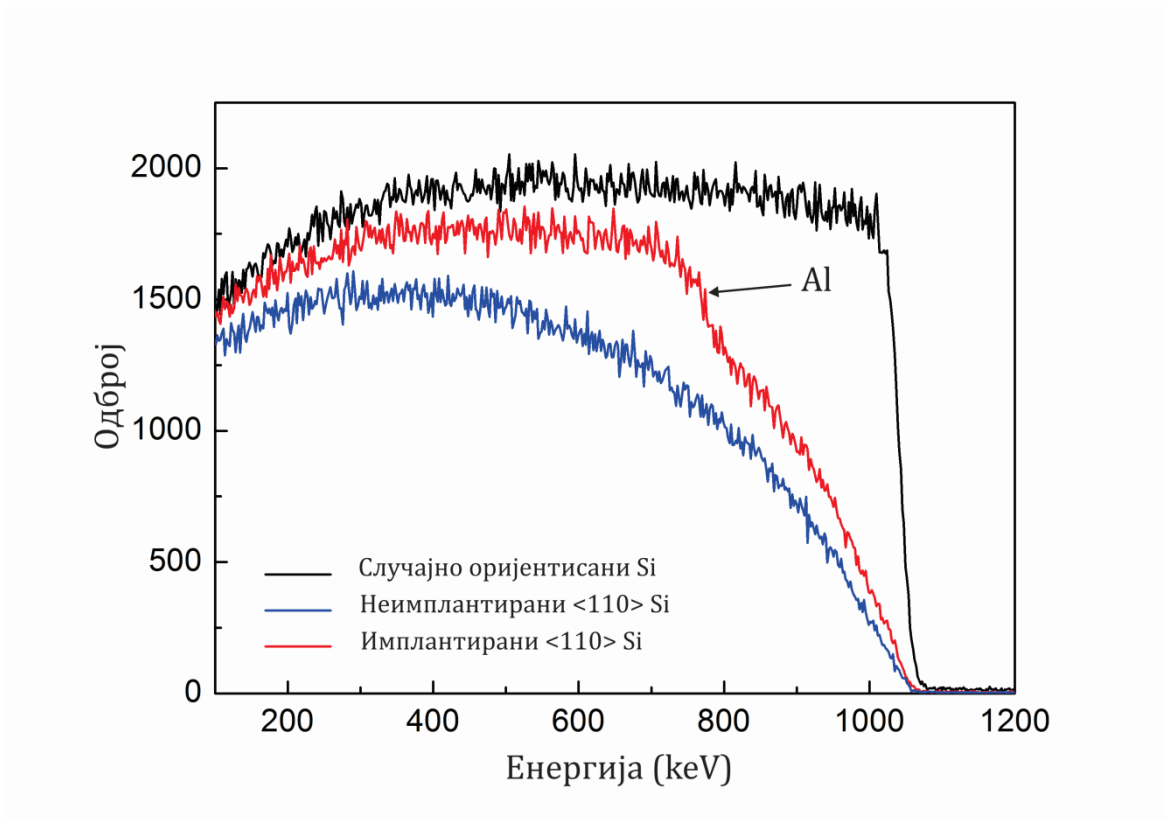
#### 4.3.2 RBS/C спектри

Слика 4.16 приказује RBS/C спектре протона енергије 1,2 MeV измерене када је сноп протона био у правцу  $\langle 110 \rangle$  канала кристала силицијума у неимплантираној и имплантираној тачки кристала са алуминијумом у  $\langle 110 \rangle$  кристалној оријентацији, као и у неимплантираној тачки кристала у случајној оријентацији. Са слике 4.16 је уочљива врло наглашена разлика између спектра случајно (црна линија) и  $\langle 110 \rangle$  (плава линија) оријентисаног кристала силицијума снимљеном на неимплантираном силицијуму, што показује одличан квалитет кристала као и прецизност процедуре одређивања  $\langle 110 \rangle$  канала кристала силицијума. Такође, уочљива је и разлика између RBS спектра неимпантираног и алуминијумом имплантираног силицијума (црвена

линија) у <110> оријентацији кристала силицијума. Као што је пре већ поменуто, додатни принос RBS спектра на имплантираном силицијуму у односу на неимплантирани потиче од две компоненте: расејања протона на имплантираним атомима алуминијума и расејања протона на аморфизованом кристалу силицијума узрокованом јонском имплантацијом алуминијума високог флуенса.

Преклапање сигнала протона повратно расејаних на имплантираним атомима алуминијума са сигналом протона повратно расејаних на атомима силицијума је последица мале разлике у атомским масама алуминијума и силицијума, који чини матрицу. Као што је добро познато, RBS анализа је пре свега погодна за анализу тешких елемената у лакшој матрици (Tesmer & Nastasi, 1995). Присуство алуминијума у RBS спектру манифестује се као успон на око 770 keV. Ово је процењено на основу избора почетне енергије имплантираног алуминијума од 6 MeV како би се постигао приближно исти домет алуминијума у односу на имплантирани азот, који је описан у предходној глави, чија енергија износи 4 MeV.

Може се уочити да је аморфизација силицијума присутна дуж целе имплантационе области, чак и при малим дубинама имплантације. Одступање RBS спектра имплантираног силицијума од RBS спектра неимплантираног силицијума за енергије мање од 770 keV је последица само аморфизације силицијума. Иначе прецизно одређивање аморфизације кристалне структуре као последице јонске имплантације је од кључног значаја за решавање проблема коришћења RBS/C метода за анализу лакших елемената у тежој матрици, услед значајног утицаја аморфизације на процесе деканалисања јона и његовог енергијског губитка.



**Слика 4.16.** RBS/C спектри протона енергије 1,2 MeV измерени на неимплантираном кристалу силицијума у случајној оријентацији - црна линија, на неимплантираном кристалу силицијума у <110> оријентацији - плава линија, и на имплантираној тачки кристала силицијума у <110> оријентацији кристала силицијума - црвена линија.

### 4.3.3 Микро-Раманови спектри

Након процеса RBS/C анализе имплантираних силицијумових узорака са алуминијумом урађена је  $\mu$ RS анализу истих. Како би се извршила  $\mu$ RS анализа трансверзалног попречног пресека имплантиране области кристала силицијума. Кристал је био прецизно расцепљен дуж кристалографске осе, како би се механичко оштећење, које може утицати на резултате  $\mu$ RS анализе, svelo на минимум. На слици 4.17 представљени су Раманови спектри у околини

Рамановог помераја за вредности таласног броја од  $520 \text{ cm}^{-1}$  за случајно оријентисани кристал силицијума који је имплантиран јонима  $\text{Al}^{2+}$  енергије 6 MeV на дубинама кристала од 1,9; 2,8; 3,1; 3,7; 4,4; 4,6 и 5,5  $\mu\text{m}$ . Такође, на истој слици ови Раманови спектри су успешно фитовани помоћу Лоренцијана следећег облика:

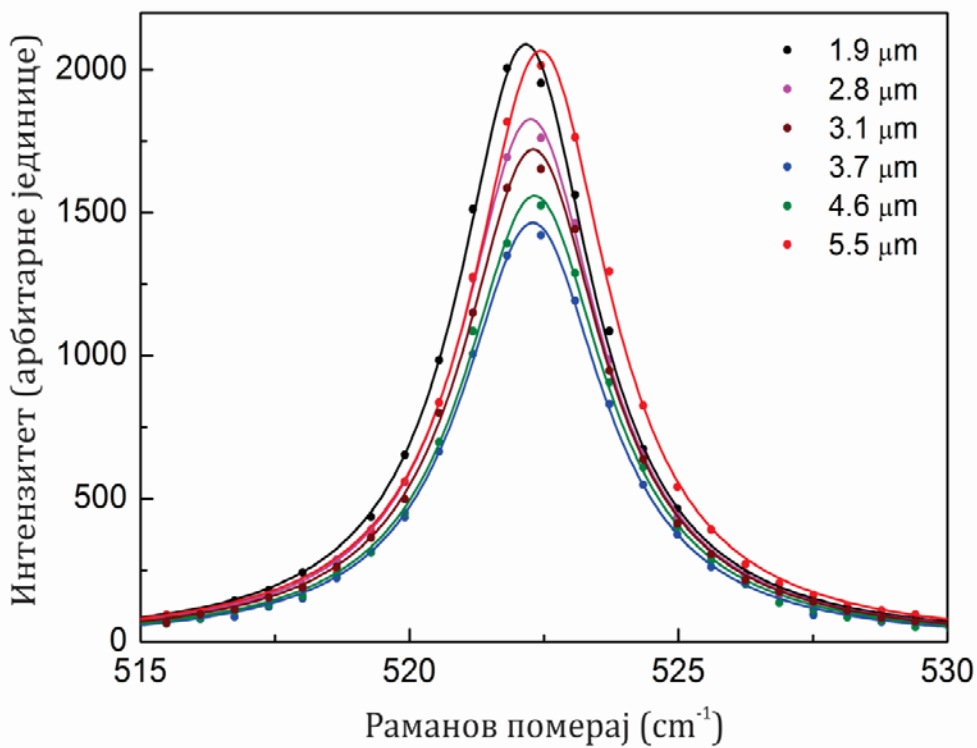
$$y = y_{offset} + \frac{2A}{\pi} \frac{W}{4(x-x_c)^2+W^2}, \quad (4.1)$$

где  $y_{offset}$  претставља позадински сигнал, односно, шум,  $A$  је површина испод криве,  $W$  је ширина на половини висине криве, док  $x_c$ , претставља позицију максимума Рамановог пика.

Са слике 4.17 су јасно уочива два супротна процеса. Први процес претставља ширење и смањивање Раманових спектра у распону дубина кристала од 1,9 до 3,7  $\mu\text{m}$ , док је други процес обрнут и везан је за сужавање и раст Раманових спектра и одвија се на дубинама кристала у распону од 3,7 до 5,5  $\mu\text{m}$ . Као што је објашњено поглављу 3.3.1 ова два процеса су последица увећање аморфне/некристалне фазе у односу на кристалну фазу силицијума за дубине кристала од 1,9 до 3,7  $\mu\text{m}$ , односно смањење аморфне/некристалне фазе у односу на кристалну фазу силицијума за опсег дубина кристала од 3,7 до 5,5  $\mu\text{m}$ .

На слици 4.18 претстављени су Раманови спектри у околини Рамановог помераја коме одговара таласни број од  $520 \text{ cm}^{-1}$  за  $\langle 110 \rangle$  оријентацију кристала силицијума имплантираним јонима 6 MeV  $\text{Al}^{2+}$  за дубине кристала од 1,6; 2,6; 3,6; 4,4; 4,6; 5,0; 5,2; 5,6; 6,6 и 7,0  $\mu\text{m}$ . И на овој слици су такође приказане фитинг Лоренцијани који задовољавају једначину (4.1). Као и у случајној оријентацији кристала силицијума и овде су присутна два јасно видљива одвојена процеса, ширење и смањивање спектра за опсег дубина кристала од 1,6 до 4,6  $\mu\text{m}$ , и обрнути процес сужавања и раста спектра за опсег дубина кристала од 4,6 до 7  $\mu\text{m}$ . И овде је први процес последица увећања

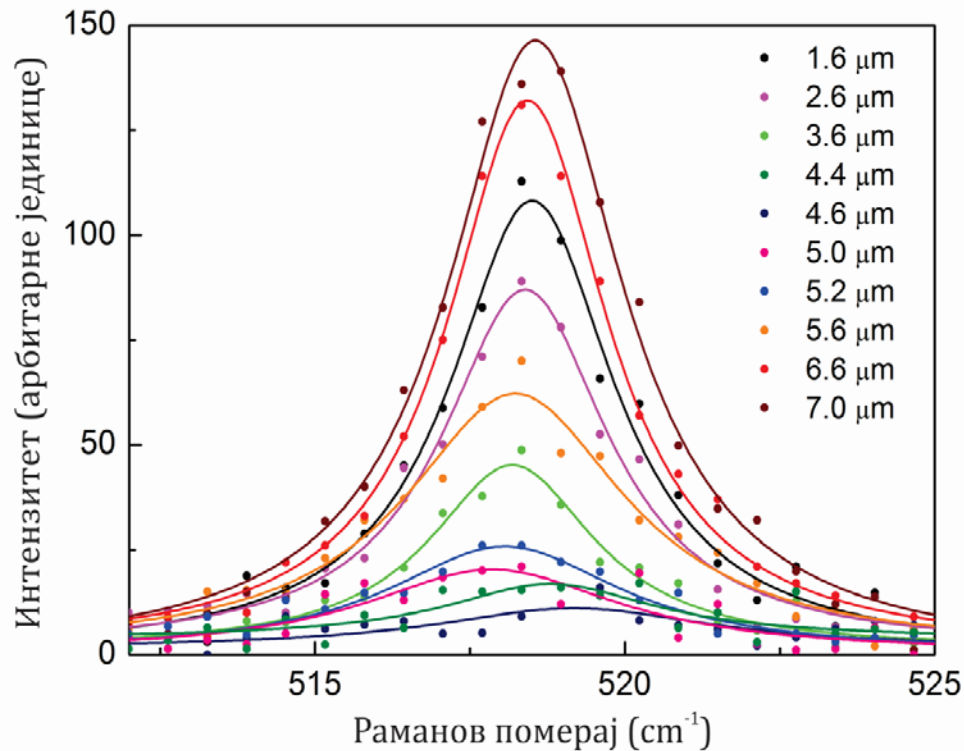
аморфне/некрystalне фазе у односу на кристалну фазу силицијума, у опсегу дубина кристала од 1,6 до 4,6  $\mu\text{m}$ , односно, други процес значи смањивање аморфне/некрystalне фазе у односу на кристалну фазу силицијума, за опсег дубина кристала од 4,6 до 7  $\mu\text{m}$ .



**Слика 4.17.** Раманови спектри у околини Рамановог помераја од 520  $\text{cm}^{-1}$  за случајно оријентисани кристал силицијума имплантиран јонима 6 MeV Al<sup>2+</sup> за дубине кристала од 1,9; 2,8; 3,7; 4,6 и 5,5  $\mu\text{m}$  са одговарајућим фитинг Лоренцијанима.

Треба напоменути да током  $\mu\text{RS}$  анализе у Рамановим спектрима случајно и  $\langle 110 \rangle$  оријентисаног кристала силицијума у имплантираним областима није била примећена структура у Рамановом спектру у околини 480  $\text{cm}^{-1}$  таласног броја која се могла раздвојити од позадинског сигнала а која одговара аморфој фази силицијума (Temple & Hathaway, 1973). Слични резултат

је примећен и у раду Мотуке и Холанда (Motooka & Holland, 1991), што показује да је некристална фаза индукована јонском имплантацијом алуминијума различита од "чисто" аморфног силицијума, односно случајне оријентације хемијских веза између силицијумових атома (Veeman, Tsu, & Thorpe, 1985).



**Слика 4.18.** Раманови спектар у околини Рамановог помераја од  $520 \text{ cm}^{-1}$  за  $\langle 110 \rangle$  оријентисани кристал силицијума имплантиран јонима алуминијума енергије 6 MeV-а за дубине кристала од 1,6; 2,6; 3,6; 4,4; 4,6; 5,6; 6,6 и 7  $\mu\text{m}$  са одговарајућим фитујућим Лоренцијанима.

Може се уочити да су Раманови спектри приказани на слици 4.17 центрирани око  $522,3 \text{ cm}^{-1}$  таласног броја, док су Раманови спектри приказани на слици 4.18 центрирани у близини  $518,4 \text{ cm}^{-1}$  таласног броја. Ово је пре свега последица калибрације самог спектрометра, тачније позицирања ласерске линије. Ова разлика не утиче на релативно померање положаја пика у односу на

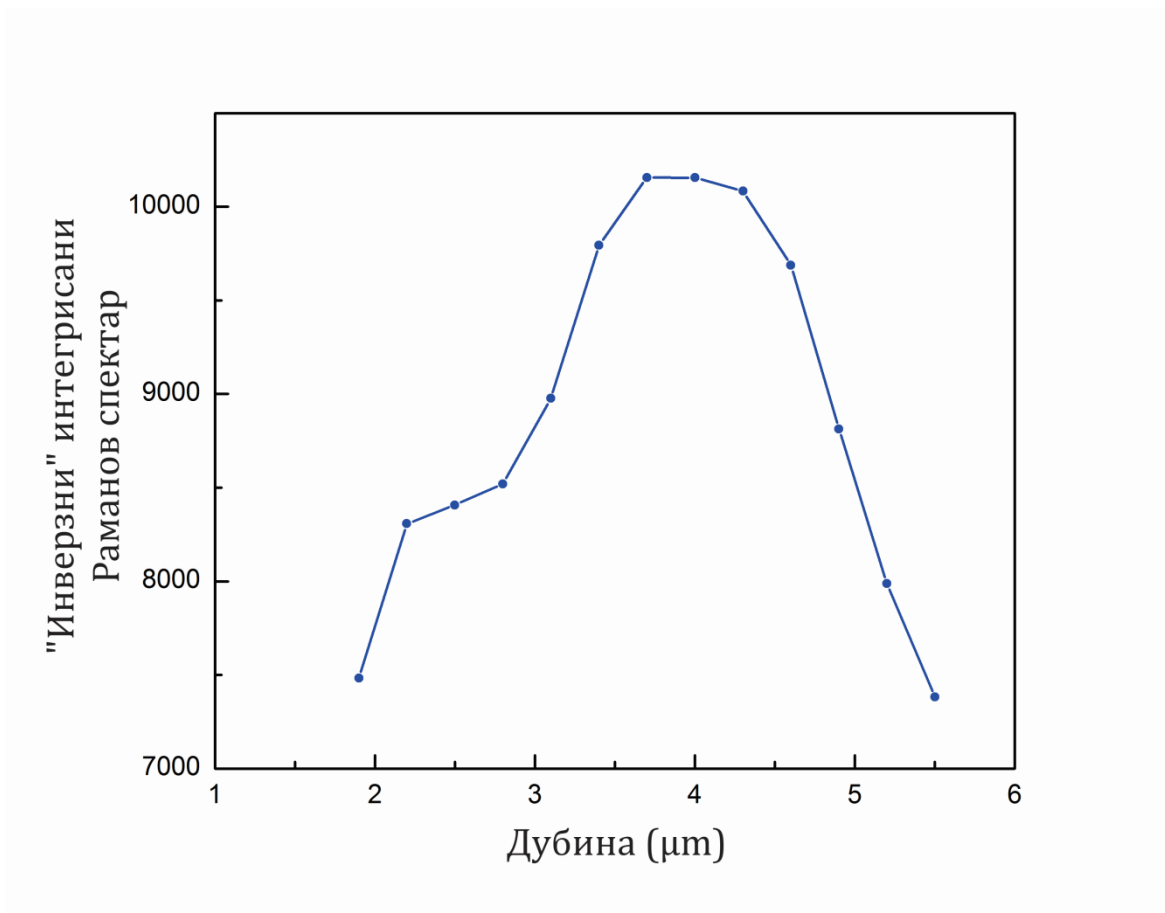


неимплантиране делове силицијумовог попречног пресека који се јављају на већим дубинама кристала.

Разматрајући могуће помераје у положају Раманових спектра, анализа је показала да је стандардна девијација положаја Раманових спектра за случајно и  $\langle 110 \rangle$  оријентисани кристал силицијума износи  $0,09$  и  $0,3 \text{ cm}^{-1}$ , респективно. Највећи померај од  $0,8 \text{ cm}^{-1}$  ка већим таласним бројевима у односу на средњи положај Раманових пикова је примећен за дубину кристала од  $4,6 \text{ }\mu\text{m}$  у случају јонске имплантације у  $\langle 110 \rangle$  оријентацији кристала силицијума. Иако је померање положаја Раманових пикова знатно израженије у случају  $\langle 110 \rangle$  оријентације кристала силицијума у односу на случајну оријентацију, обе стандардне девијације њихових положаја се налазе унутар оквира експерименталне неодређености и неодређености у одређивању позиције Раманових максимума, и то нарочито за спектре малих интензитета, као што је Раманов спектар на дубини кристала од  $4,6 \text{ }\mu\text{m}$ , за случај  $\langle 110 \rangle$  оријентације, коме одговара највећи померај.

#### *4.3.4 Дубински профили аморфизације силицијума изазвани имплантацијом алуминијума*

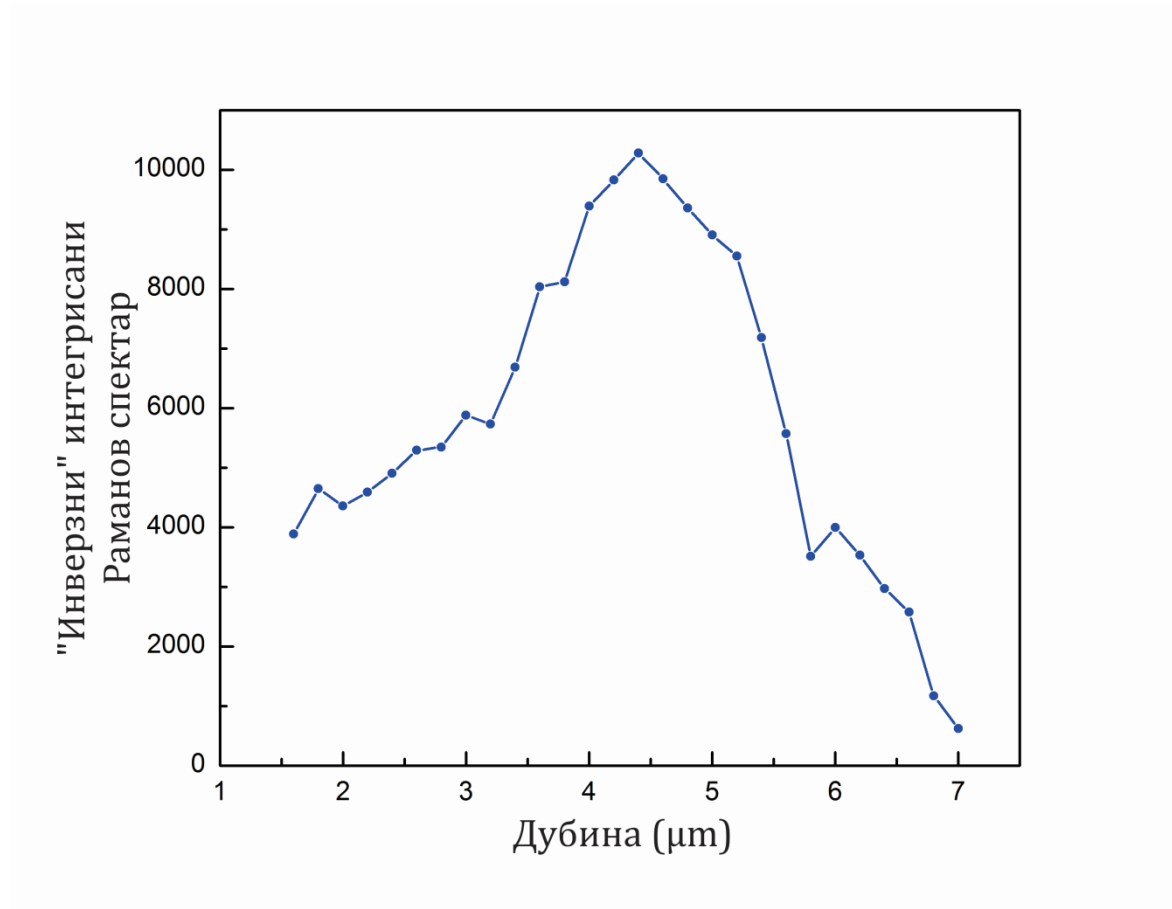
Уобичајени начин повезивања аморфне фазе силицијума са променама карактеристичног пика у Рамановом спектру везаним за кристалну фазу силицијума је упоређивање одговарајућих површина испод пика, односно, упоређивањем интегрисаних Раманових пикова. У нашем случају, добијени интегрисани Раманови пикови, за сваку дубину кристала, су били кориговани услед преклапања површина скенирајућих ласерских тачака, будући да је фокусирање ласера било  $1 \text{ }\mu\text{m}$  у пречнику, док су кораци скенирања били  $0,3$  и  $0,2 \text{ }\mu\text{m}$  за случајно и  $\langle 110 \rangle$  оријентисани кристал силицијума, респективно.



*Слика 4.19. Зависност "инверзних" интегрисаних Раманових пикова од дубине кристала дуж области имплантиране јонима алуминијума енергије 6 MeV за случајно оријентисани кристал силицијума.*

На сликама 4.19 и 4.20 приказане су зависности "инверзних" интегрисаних Раманових пикова од дубине кристала силицијума у имплантираној области за случајно и <110> оријентисани кристал силицијума, респективно. Криве "инверзних" интегрисаних Раманових пикова су добијене једноставно узимањем негативних вредности интегрисаних Раманових пикова, а потом њиховом транслацијом у позитивни део скале, с тим да се водило рачуна да обе криве имају исте максималне вредности интегрисаних Раманових пикова. Ова процедура је једноставна линеарна трансформација која не мења природу измерене зависности интегрисаних Раманових пикова од

дубине кристала. Увођење ове линеарне трансформације је мотивисано пре свега чињеницом да аморфизација обрнуто зависи од величине интегрисаног Рамановог пика на позицији  $520\text{ cm}^{-1}$ , односно, да већи интегрисани Раманов пик одговара мањој аморфизацији и обрнуто.

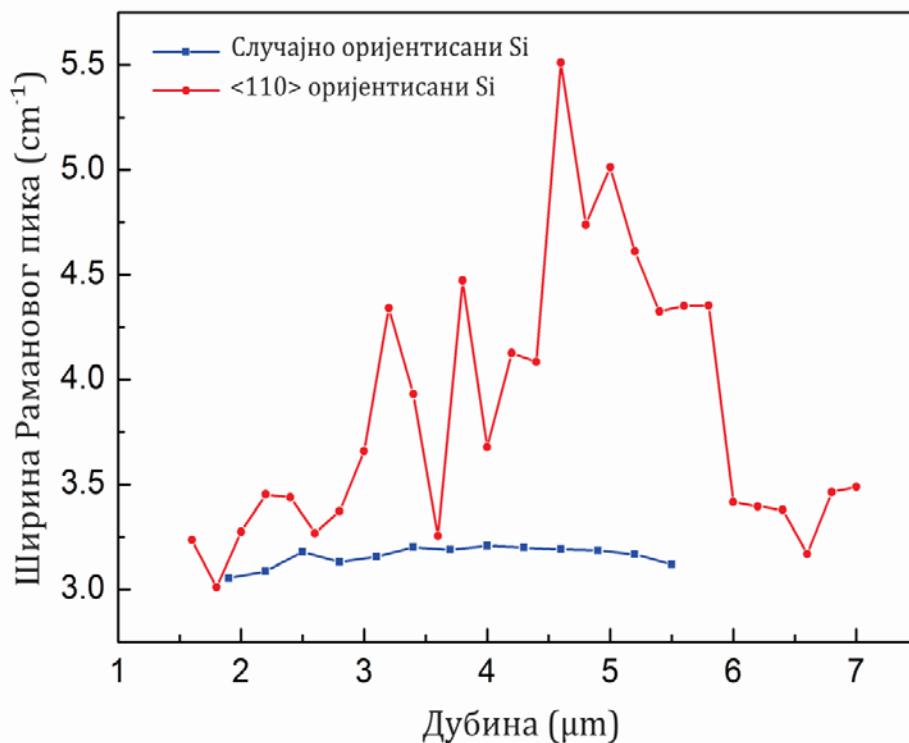


*Слика 4.20. Зависност "инверзних" интегрисаних Раманових пикова од дубине кристала дуж области имплантиране јонима алуминијума енергије  $6\text{ MeV}$  за  $\langle 110 \rangle$  оријентисани кристал силицијума.*

Код случајно оријентисаног кристала силицијума може се лако уочити структура криве у облику звона са максимумом на дубини кристала од око  $4\ \mu\text{m}$ , са ширином на половини висине од  $1,85\ \mu\text{m}$ . Апсолутни максимум се налази на  $3,7\ \mu\text{m}$ . Симулација имплантације јона алуминијума енергије  $6\text{ MeV}$  у аморфни силицијум помоћу SRIM 2010 рачунарског кода, даје максимум

концентрације алуминијума на  $4,1 \mu\text{m}$ , са ширином на половини висине од  $0,46 \mu\text{m}$ . Овај резултат показује да максимум профила концентрације алуминијума одговара максималној аморфизацији кристала силицијума која је изазвана јонском имплантацијом. Такође, профил аморфизације је шири у односу на одговарајући профил концентрације имплантираних атома. Ово се може објаснити чињеницом да је расподела енергије у кристалу, створена трансфером енергије са имплантираних јона на кристал, увек шири него профил имплантираних јона, те се процес релаксације кристала дешава у знатно већој запремини кристала. Додатно, постоји још један динамички процес који утиче на ширење профила аморфизације у односу на профил концентрације имплантираних јона. Наиме, сваки следећи имплантирани јон "види" другу густину кристала него претходни. У случају довољно високих флуенса, као што је у нашем случају, може довести до увећања ефективне средње густине кристала коју "виде" имплантирани јони. Ово доводи до увећања енергијског губитка јона у кристалу, дакле до додатног увећања ширине профила аморфизације у кристалу. За флуенс алуминијума од  $10^{17} \text{at/cm}^2$  који је имплантиран, добија се да средња густина мете (силицијумова матрица и имплантирани алуминијум) у имплантираној области износи  $2,417 \text{g/cm}^3$ , што је за  $4,2 \%$  више него номинална вредност густине силицијума.

У случају зависности "инверзних" интегрисаних Раманових пикова за  $\langle 110 \rangle$  оријентацију кристала силицијума, која је приказана на слици 4.20, уочава се шири струкура у облику звона, него у случајној оријентацији кристала силицијума. Максимум профила аморфизације је лоциран дубље у имплантационој области и налази се на око  $4,5 \mu\text{m}$ , са ширином на половини висине од  $2,4 \mu\text{m}$ . Апсолутни максимум криве налази се на  $4,4 \mu\text{m}$ . Овај резултат је у складу са чињеницом да су профили концентрације имплантираних јона у случају каналисања дубљи и шири у односу на случајно оријентисани кристал. Ово је нарочито изражено за  $\langle 110 \rangle$  канал кристала силицијума који је највећи.

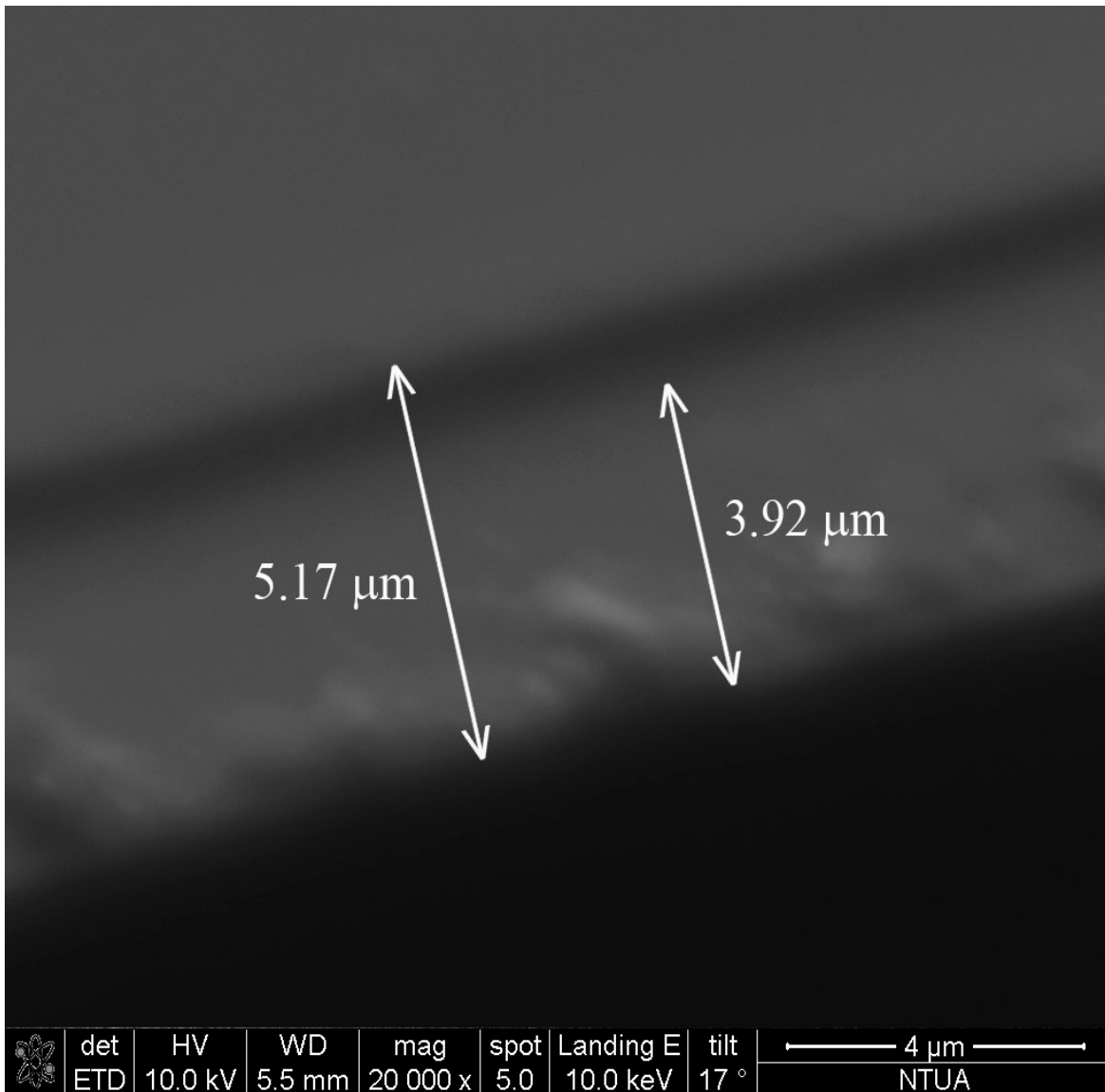


*Слика 4.21. Зависности ширине на половини висине Рамановог пика од дубине кристала дуж области имплантиране јонима алуминијума енергије 6 MeV за случајно - плава линија и <110> - црвена линија оријентисани кристал силицијума.*

На слици 4.21 приказане су зависности ширина на половини висине Раманових пикова од дубине кристала за случајно и <110> оријентисани кристал силицијума. Као што се са слике види, зависност ширине Раманових пикова дуж имплантиране области у случајној оријентацији кристала је практично константна са просечном ширином од  $3,2 \text{ cm}^{-1}$  и стандардном девијацијом од  $0,05 \text{ cm}^{-1}$ . У случају <110> оријентације кристала силицијума, зависност има облик деформисане криве у облику звона, са максималном ширином на половини висине од  $5,5 \text{ cm}^{-1}$  којој одговара дубина кристала од  $4,6 \text{ μm}$ . Просечна ширина на половини висине је  $3,8 \text{ cm}^{-1}$ , док је стандардна девијација  $0,6 \text{ cm}^{-1}$ . Уочена разлика у понашању зависности ширина Раманових

пикова у случајно и  $\langle 110 \rangle$  оријентисаном кристалу силицијума не може се приписати само експерименталној неодређености и неодређености у одређивању ширине Раманових пикова, већ указује на другачији тип неуређења силицијума изазваног јонском имплантацијом у посматраним случајевима. Ово се може објаснити чињеницом да је процес јонске имплантације у канале кристала различит од јонске имплантације у случајно оријентисани кристал, будући да је у случају каналисања број судара јона са атомима кристала са великим ударним параметрима (даљи од атомских низова) већи у односу на оне са малим ударним параметрима (ближи атомским низовима) у поређењу са случајном оријентацијом кристала.

Користећи криве приказане на сликама 4.19 и 4.20 може се добити само релативна зависност односа аморфне фазе у односу на кристалну од дубине кристала. Наиме, прецизно одређивање односа аморфне и кристалне фазе коришћењем Раманове/микро-Раманове спектроскопије је отворен проблем, будући да је у питању квалитативна аналитичка метода. Међутим, два недавна експериментална открића су показала: (1) да однос аморфне и кристалне фазе индукован јонском имплантацијом јона криптона  $\text{Kr}^{21+}$  енергије 70 MeV и јона јода  $\text{I}^{10+}$  енергије 120 MeV у флуоропатитни кристал, експоненцијално зависи од јонског флуенса (Miro, Costantini, Bardeau, Chateigner, Studer, & Balanzat, 2011) и да (2) интегрисани Раманов пик експоненцијално опада са јонским флуенсом за кристалне нано-честице калај-оксида које су биле озрачене јонима злата  $\text{Au}^{2+}$  енергије 1,5 MeV (Kuirir & Ghatak, 2010). Ово сугерише линеарну опадајућу зависност интегрисаног Рамановог пика са односом аморфне и кристалне фазе за одређену врсту јона, његове енергија и флуенаса. Уколико би то важило за разматрани случај јона алуминијума имплантираних у кристале силицијума, онда би криве приказане на сликама 4.19 и 4.20 тачно одговарале профилима аморфизације силицијума изазване имплантацијом јона алуминијума.



**Слика 4.22.** SEM снимак попречног пресека имплантиране области у  $\langle 110 \rangle$  оријентацији кристала силицијума имплантираног јонима алуминијума енергије 6 MeV.

SEM снимак попречног пресека имплантиране зоне у  $\langle 110 \rangle$  оријентацији силицијума приказан је на слици 4.22. Са слике је лако уочљива тамна трака која одговара области високе концентрације имплантираног алуминијума. Помоћу овог SEM снимка могуће је одредити максимум концентрације алуминијума као средину тамне траке, која одговара дубини кристала од 4,55  $\mu\text{m}$ , при чему је ширина траке 1,25  $\mu\text{m}$ . Овако добијени

максимум и ширина профила концентрације имплантираног алуминијума се одлично слажу са добијеним профилем аморфизације (слика 4.20). Дакле, SEM снимак потврђује да се микро-Раманова метода може успешно користити да одређивање профила аморфизације кристала која је изазвана јонском имплантацијом.



## 5. ЗАКЉУЧЦИ

У овој докторској дисертацији изложени су резултати два експеримента имплантације јона азота и алуминијума у канале кристала силицијума као и њихова анализа помоћу следећих експерименталних и теоријских метода: NRA, RBS/C, микро-Раман, SIMNRA и SRIM 2010.

Први део резултата докторске дисертације је посвећен експерименталном одређивању профила концентрације јона азота  $^{14}\text{N}^{2+}$  енергије 4 MeV имплантираних у  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  канале кристала силицијума као и у случајно оријентисани кристал силицијума. За егзактно одређивање њихових профила коришћена је NRA метода, праћењем  $^{14}\text{N}(d,\alpha_0)^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}(d,\alpha_1)^{12}\text{C}$  нуклеарних реакција. Коришћењем SIMNRA програма, којим је успешно фитован експериментални NRA спектар, одређени су профили концентрације азота којима су одговарали максимуми профила на дубинама кристала од  $17,45 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$ ,  $21,10 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$  и  $17,21 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$  за  $\langle 100 \rangle$ ,  $\langle 110 \rangle$  и случајно оријентисани кристал силицијума, респективно. Добијени су шири асиметрични профили концентрација азота за имплантацију у канале кристала силицијума, у односу на случајну оријентацију кристала, са карактеристичним "раменом" профила концентрације позиционираним на дубинама кристала којима одговара максимум профила концентрације за случајно оријентисани кристал силицијума.

У случајној оријентацији кристала силицијума утврђено је одступање експерименталног профила концентрације азота од одговарајућег профила који даје SRIM 2010 рачунарски програм. Као могуће објашњење претпостављено је формирање "мехура" имплантираног азота у силицијуму и промена густине матрице силицијума у околини овог "мехура", будући да је била имплантирана висока доза јона азота од  $10^{17} \text{ at/cm}^2$ .

Такође, у првом делу резултата дисертације је показано постојање аморфизације кристала услед јонске имплантације азота. Утврђени су профили аморфизације за  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  оријентацију кристала силицијума. За случај  $\langle 100 \rangle$  оријентације кристала силицијума анализа је показала да је процес аморфизације кристала врло изражен и брз, те да се стога не може занемарити ни за мале дубине кристала. Међутим, у случају  $\langle 110 \rangle$  оријентације, аморфизације је мало изражена и може се занемарити за дубине кристала које су мање од  $11 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$ . Максимуми аморфизације су износили 23 % и 21,6 %, за дубине кристал од  $14,85 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$  и  $19,20 \cdot 10^{18} \text{ at/cm}^2$ , за  $\langle 100 \rangle$  и  $\langle 110 \rangle$  оријентацију кристала силицијума, респективно. Ове дубине кристала су приближне дубинама одговарајућих максимума профила концентрација.

Први део резултата ове докторске дисертације који су везани за имплантацију јона азота у канале кристала силицијума су објављени у раду Ерића и сарадника (Ерић, и други, 2012).

Други део резултата докторске дисертације је био посвећен имплементацији новог метода за профилисање аморфизације кристала изазваног имплантацијом високе дозе јона алуминијума  $^{27}\text{Al}^{2+}$  енергије 6 MeV, коришћењем микро-Раманове спектроскопије, који је базиран на мерењу Раманових спектра дуж трансверзалног попречног пресека имплантиране области кристала силицијума. Добијени профили аморфизације имају врло добро поклапање својих максимума, који се налазе на дубинама од 3,7  $\mu\text{m}$  и 4  $\mu\text{m}$ , за случајно и  $\langle 110 \rangle$  оријентисани кристал силицијума, респективно, са максимумима одговарајућих профила концентрација имплантираних атома алуминијума добијених SRIM 2010 програмом за случајно оријентисани кристал силицијума и SEM и RBS/C методама за  $\langle 110 \rangle$  оријентисани кристал силицијума. Такође, утврђено је на основу анализе одговарајућих Раманових спектра да је процес аморфизације изазван јонском имплантацијом у  $\langle 110 \rangle$

оријентацији кристала силицијума другачији од оног у случајно оријентисаном кристалу силицијума.

Ово успешно утврђивање профила аморфизације силицијума изазвано јонском имплантацијом алуминијума помоћу микро-Раманове спектроскопије отвара могућност њеног коришћења као добре аналитичке методе за одређивање профила аморфизације кристала и за друге јон-кристал случајеве.

Други део резултата ове докторске дисертације који су везани за имплантацију јона алуминијума у канале кристала силицијума и одређивање профила аморфизације помоћу микро-Раманове спектроскопије је објављен у раду Ерића и сарадника (Erich, Petrović, Kokkoris, Liarokapis, Antonakos, & Telečki, 2013).

Наставак истраживања у вези са овом докторском дисертацијом биће фокусирани на систематско одређивање профила концентрације јона и профила аморфизације кристала силицијума који су изазвани јонима различите врсте, енергије и флуенса. Ово би требало да доведе до дубљег разумевања имплантације јона у канале кристала и доведе до тачнијег потенцијала интеракције јон-кристал. Такође, очекује се да заједничко коришћење RBS/C и микро-Раман методе доведе до прецизног одређивања профила аморфизације кристала изазвано јонском имплантацијом. За ово је потребно унапредити RBS/C методу тако да постане квантитативна у смислу да укључи функцију деканалисања и допринос који настаје као последица интеракције повратно расејаних јона са аморфном и кристалном фазом кристала. Ово може довести до коришћења RBS/C методе за квантитативну анализу профила концентрације имплантираних јона који су лакши од кристалне матрице, што тренутно није могуће.

## Литература

- Andersen, H., Besenbacher, F., Loftager, P., & Moeller, W. (1980), *Phys. Rev. A* 21, 6, 1891.
- Aspar, B., Bruel, M., Moriceau, H., Maleville, C., Poumeyrol, T., Papon, A., и други. (1997), *Microelectron. Eng.*, 36, 233.
- Azevedo, G. d., Behar, M., Grande, P., & Borges, I. (2001), *Phys. Rev. B*, 63, 064101.
- Beeman, D., Tsu, R., & Thorpe, M. (1985), *Phys. Rev. B*, 32, 874.
- Bethe, H. (1930), *Ann. Physik*, 5, 325.
- Bohr, N. (1948), *Mat. Fys. Medd. Dan Vid. Selsk*, 18, 8.
- Bragg, W. H., & Kleeman, R. (1905), *Philos. Mag.*, 10, 318.
- Byrne, P., & Cheung, V. (1982), *Thin Solid Films*, 95, 363.
- Catford, W. (2005), *Spreadsheet for relativistic kinematics, ver. 2.01*.  
(<http://personal.ph.surrey.ac.uk/~phs1wc/kinematics/catkin2.02-installation.html>)
- Celler, G., & Christoloveanu, S. (2003), *J. Appl. Phys.*, 93, 4955.
- Chu, W. (1976), *Phys. Rev.*, 13, 2057.
- Davis, J., & Sims, G. (1960), *Can. J. Chem.*, 39, 601.
- Erić, M., Petrović, S., Kokkoris, M., Lagoyannis, A., Paneta, V., Harissopulos, S., Telečki, I. (2012), *Nucl. Instr. Meth. B*, 274, 87.
- Erich, M., Petrović, S., Kokkoris, M., Liarokapis, E., Antonakos, A., & Telečki, I. (2013), *J. Raman Spectrosc.*, 44, 496.
- Fermi, E., & Teller, E. (1947), *Phys. Rev.*, 72, 399.
- Firsov, O. (1959), *Sov. Phys., JETP* 36, 1076.
- Friedland, E. (2007), *Nucl. Instr. Meth. B*, 256, 193.
- Galvagno, G., Scandurra, A., Raineri, V., Rimini, E., La-Ferla, A., Sciascia, V., и други. (1993), *Nucl. Instr. Meth. B*, 74, 105.
- Gardiner, D. (1989), *Practical Raman Spectroscopy*. New York: Springer-Verlag.
- Gasparotto, A., Camera, A., Acco, S., & Ferla, A. L. (1992), *Nucl. Instr. Meth. B*, 62, 356.

- Gemmel, D. (1974), *Rev. Mod. Phys.*, 46, 129.
- Gurbrich, A. (n.d.). (IBANDL: <http://www-nds.iaea.org/exfor/ibandl.htm>)
- Hada, T., Miyamoto, H., Yanagisawa, J., Wakaya, F., Yuba, Y., & Gamo, K. (2001), *Nucl. Instr. Meth. B*, 175-177, 751.
- Harriman, T., Lucca, D., Lee, J., Klopstein, M., Herrmann, K., & Nastasi, M. (2009), *Nucl. Instr. Meth. B*, 267, 1232.
- [http://en.wikipedia.org/wiki/Czocharlski\\_process](http://en.wikipedia.org/wiki/Czocharlski_process). (n.d.).
- Ishimaru, M., Harada, S., & Motooka, T. (1997), *J. Appl. Phys.*, 81, 1126.
- Jin, J., Liu, J., Jeong, U., Mehta, S., & Jones, K. (2002), *J. Vac. Sci. Technol. B*, 20, 422.
- Kittel, C. (2005), Introduction to Solid State Physics. *John Wiley & Sons, Inc.*, 89.
- Kokkoris, M. (2012), Nuclear Reaction Analysis (NRA) and Particle-Induced Gamma-Ray Emission (PIGE), ed. E. Kaufmann, *Characterization of Materials*. John Wiley & Sons.
- Kokkoris, M., Perdikakis, G., Vlastou, R., Papadopoulos, C., Aslanoglou, X., Posselt, M., и други. (2003), *Nucl. Instr. Meth. B*, 201, 623.
- Kokkoris, M., Peridikakis, G., Kossionides, S., Petrović, S., & Simoen, E. (2003), *Eur. Phys. J. B*, 34, 257.
- Krause, H., & Datz, S. (1996), *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 37, 139.
- Kuri, P., & Ghatak, J. (2010), *Vacuum*, 85, 135.
- Kumakhov, M., & Komarov, F. (1981), *Energy Loss and ion Ranges in Solids*. London: Gordon and Breach Science Publishers.
- L'Ecuyer, J., Davies, J., & Matsunami, N. (1979), *Nucl. Instr. Meth.*, 160, 337.
- Lindhard, J. (1965), *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd.*, 34, 14.
- Lindhard, J., Scharff, M., & Schiott, H. (1963), *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 33, 3.
- Liu, J. (2005), High-Resolution Scanning Electron Microscopy, ed. N. Yao, & Z. Wang, *Handbook of Microscopy for Nanotechnology* (стр. 325). Springer.
- Mayer, M. (1997), *SIMNRA ver. 6.04*. (<http://www.rzg.mpg.de/~mam/>)
- Miro, S., Costantini, J., Bardeau, J., Chateigner, D., Studer, F., & Balanzat, E. (2011), *J. Raman Spectr.*, 42, 2036.

- Moliere, G. (1947.), *Z. Naturforsch*, *A2*, 133.
- Motooka, T., & Holland, O. (1991), *Appl. Phys. Lett.*, *58*, 2360.
- Motooka, T., & Holland, O. (1992), *Appl. Phys. Lett.*, *61*, 3005.
- Nastasi, M., Mayer, J., & Hirvonen, J. (1996), *Ion-Solid Interactions, Fundamentals and Applications*. Cambridge: Cambridge University Press.
- Nešković, N. (1986), *Phys. Rev. B*, *33*, 6030.
- Payne, M. (1969), *Phys. Rev.*, *185*, 611.
- Pelaz, L., Marques, L., & Barbolla, J. (2004), *J. Appl. Phys.*, *96*, 5947.
- Pellegrino, S., Beck, L., & Trouslard, P. (2004), *Nucl. Instr. Meth. B*, *140*, 219.
- Petrović, S., Erić, M., Kokkoris, M., & Nesković, N. (2007), *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B.*, *256*, 177.
- Petrović, S., Miletić, L., & Nešković, N. (2000), *Phys. Rev. B*, *61*, 184.
- Prucnal, S., Turek, M., Drozdziel, A., Pyszniak, K., Zhou, S., Kanjilal, A., и други. (2010), *Appl. Phys. B - Laser Optics*, *101*, 315.
- Robinson, M., & Oen, O. (1963), *Phys. Rev.*, *132*, 2385.
- Rubin, S., Passell, T., & Bailey, E. (1957), *Analitycal Chemistry*, *29*, 736.
- Schultz, P., Jagadish, C., Ridgway, M., Elliman, R., & Williams, J. (1991), *Phys. Rev. B*, *44*, 9118.
- Sigmund, P., & Schinner, A. (2010), *Eur. Phys. J. D.*, *56*, 51.
- Smith, E., & Dent, G. (2005.), *Modern Raman Spectroscopy - A Practical Approach*. Chichester: John Wiley & Sons.
- Stark. (1912), *J. Phys. Z.*, *13*, 973.
- Temple, P., & Hathaway, C. (1973), *Phys. Rev. B*, *7*, 3685.
- Tesmer, J., & Nastasi, M. (1995), *Handbook of Modern Ion Beam Materials Analysis*. Pittsburgh: Materials Research Society.
- Thompson, T., Yang, D., & Chimenti, R. (2011), *Raman Analysis of Si Crystallinity*, (Spectroscopy - Solutions for Materials Analysis: <http://www.spectroscopyonline.com/spectroscopy/Articles/Raman-Analysis-of-Si-Crystallinity/ArticleStandard/Article/detail/739857>)

- Torrens, I. (1972), *Interatomic Potentials*. New York: Academic Press.
- Vavilov, P. (1957), *Sov. Phys. JETP*, 5, 749.
- Winterbon, K., Sigmund, P., & Sanders, J. (1970), *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.*, 37, 14.
- Yadav, A., Patel, A., Dubey, S., Panigrahi, B., Kesavamoorthy, R., & Nair, K. (2008), *Nucl. Instr. Meth. B*, 266, 1447.
- Ziegler, J., & Manoyan, J. (1988), *Nucl. Instr. Meth.*, B35, 215.
- Ziegler, J., Biersack, J., & Littmark, U. (1985), *The Stopping and Range of Ions in Solids, Vol. 1*. New York: Pergamon Press.
- Zuk, J., Romanek, J., & Skorupa, W. (2009), *Nucl. Instr. Meth. B*, 267, 1251.

## БИОГРАФИЈА

Кандидат мр Марко Ерић је рођен 7.9.1979. године у Београду. Уписао је Електротехнички факултет Универзитета у Београду 1998. године, на коме је дипломирао 2004. године, на одсеку за Физичку електронику, смер Оптиелектроника и ласерска техника, са просечном оценом 8,52 у току студија. Тема његовог дипломског рада је била "Појачање полупроводничког ласера у магнетном пољу". Исте године уписао је постдипломске студије (по старом програму) на смеру Физика и техника плазме и чврстог стања, које је завршио и магистрирао 2008. године, са просечном оценом 10,00 у току студија. Тема његовог магистарског рада је била "Функције деканалисања протона у кристалима силицијума и бакра оријентације <100>, <110> и <111>". Кандидат мр Марко Ерић је запослен у Институту за нуклеарне науке „Винча“ од 2006. године. У звање истраживача сарадника кандидат је изабран 2008. године.

У свом досадашњем истраживачком раду кандидат мр Марко Ерић је био аутор у пет радова у врхунским међународним часописима (категорије M21) и у једном раду истакнутог међународног значаја (категорије M22). Од тога, везано за резултате приказане у својој докторској дисертацији, кандидат је био први аутор у два рада категорије M21.

### Списак радова објављених у протеклом периоду у међународним часописима

1. **Erić, M.**, Petrović, S., Kokkoris, M., Lagoyannis, A., Paneta, V., Harissopulos, S., Telečki, I.: *Depth profiling of high energy nitrogen ions implanted in the <100>, <110> and randomly oriented silicon crystals*, - *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 274, pp. 87–92, 2012.



2. **Erich, M.**, Petrović, S., Kokkoris, M., Liarokapis, E., Antonakos, A., & Telečki, I.: *Micro-Raman depth profiling of silicon amorphization induced by high-energy ion channeling implantation*, - *J. Raman Spectrosc.*, vol. 44, pp. 496–500, 2013.

Доле су наведени преостали радови кандидата

Радови категорије M21:

3. **Erić M.**, Radovanović J., Milanović V., Ikonić Z. & Indjin D.: *Spin-Dependent Dwell Times of Electron-Tunneling Through Double- and Triple-Barrier Structures*, - *Journal of Applied Physics*, vol. 103, 2008.

4. Petrović S., **Erić M.**, Kokkoris M. & Nesković N.: *Gompertz Type Dechanneling Functions for Protons in <100>, <110> and <111> Si Crystal Channels*, - *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 256, pp. 177, 2007.

5. Jovanović Z., Kalijadis A., Vasiljević-Radović D., **Erić M.**, Lausević M., Mentus S. & Lausević Z.: *Modification of Glassy Carbon Properties Under Low Energy Proton Irradiation*, - *Carbon*, vol. 49, pp. 3737, 2011.

6. Paneta V., **Erich M.**, Fazinić S., Kokkoris M., Kopsalis I., Petrović S. & Tadić T.: *Investigation of deep implanted carbon and oxygen channeling profiles in <110> silicon, using d-NRA and SEM*, - *Nucl. Instr. Meth. B*, vol. 320, pp. 6, 2014.

Радови категорије M22:

7. **Erić M.**, Milanović V., Ikonić Z. & Indjin D.: *Simulation of Optically Pumped Intersubband Laser in Magnetic Field*, - *Solid State Communications*, vol. 142, pp. 605, 2007.

Прилог 1.

## Изјава о ауторству

Потписани-а МАРКО ЕРИЋ

број уписа \_\_\_\_\_

### Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

ИМПЛАНТАЦИЈА ЗОНА У КАНАЛЕ КРИСТАЛА  
СИЛИЦИЈУМА

- 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 докторанда

У Београду, 27.1.2014.

Марко Ерић

Прилог 2.

**Изјава о истоветности штампане и електронске  
верзије докторског рада**

Име и презиме аутора МАРКО ЕРИЋ

Број уписа \_\_\_\_\_

Студијски програм ФИЗИКА И ТЕХНИКА ПЛАЗМЕ И ЧВРСТОТ СТАЊА

Наслов рада ИМПЛАНТАЦИЈА ЈОНА У КАНАЛЕ КРИСТАЛА СИМИЦИЈУМА

Ментор ЈЕЛЕНА РАДОВАНОВИЋ

Потписани МАРКО ЕРИЋ

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 каталгу и у публикацијама Универзитета у Београду.

У Београду, 27.1.2014.

Потпис докторанда

Марко Ерић

Прилог 3.

## Изјава о коришћењу

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

ИМПЛАНТАЦИЈА ЈОНА У КАНАЛЕ КРИСТАЛА  
СИЛИЦИЈУМА

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

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

У Београду, 27.1.2014.

Потпис докторанда

Марко Брнџић