



УНИВЕРЗИТЕТ У КРАГУЈЕВЦУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Биљана Миленковић

**ПРИМЕНА ДЕТЕКТОРА СR-39 У ДЕТЕКЦИЈИ И
ДОЗИМЕТРИЈИ НЕУТРОНА**

Докторска дисертација

Крагујевац, 2013

Идентификациона страница докторске дисертације

<i>I Аутор</i>	
Име и презиме:	Биљана Миленковић
Датум и место рођења:	22.01.1983. године, Крагујевац
Садашње запослење:	Истраживач сарадник на Институту за физику ПМФ-а у Крагујевцу
<i>II Докторска дисертација</i>	
Наслов:	Примена детектора CR-39 у детекцији и дозиметрији неутрона
Број страница:	159
Број слика:	57
Број библиографских података:	128
Установа и место где је рад израђен:	ПМФ, Крагујевац
Научна област (УДК):	539.1.074.88
Ментор:	Др Драгослав Никезић, ПМФ Крагујевац
<i>III Оцена и одбрана</i>	
Датум пријаве теме:	10.11.2010.
Број одлуке и датум прихватања докторске дисертације:	
<p>Комисија за оцену подобности теме и кандидата:</p> <ul style="list-style-type: none"> ❖ Др Драгослав Никезић, редовни професор ПМФ-а у Крагујевцу ужа научна област: Радијациона физика, ментор ❖ Др Оливера Цирај Бјелац, доцент Електротехничког факултета у Београду ужа научна област: Нуклеарна техника ❖ Др Драгана Крстић, доцент ПМФ-а у Крагујевцу ужа научна област: Радијациона физика 	
<p>Комисија за оцену и одбрану докторске дисертације:</p> <ul style="list-style-type: none"> ❖ Др Драгослав Никезић, редовни професор Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу, ужа научна област: Радијациона физика, ментор ❖ Др Оливера Цирај Бјелац, ванредни професор Електротехничког факултета Универзитета у Београду, виши научни сарадник Института за нуклеарне науке “Винча”, ужа научна област: Нуклеарна техника ❖ Др Драгана Крстић, доцент Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу, ужа научна област: Радијациона физика 	
Датум одбране дисертације:	

Захвалнице

Ова докторска дисертација урађена је на Институту за физику Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу под руководством проф. др Драгослава Никезића.

Изражавам посебну захвалност ментору, проф. др Драгославу Никезићу, који је предложио тему као и за несебичну помоћ и драгоцене савете у току израде ове дисертације.

Такође се захваљујем осталим члановима комисије, проф. др Оливери Цирај Бјелац и доценту др. Драгани Крстић, на корисним саветима у току израде ове дисертације.

Захвалност дугујем и свим колегама и колегиницама са Института за физику који су ми пружили помоћ и подршку.

Захваљујем се својој породици и момку Бобану за вишегодишње разумевање и стрпљење при мом школовању и изради овог рада.

Неке ознаке које се појављују у тексту

- ϕ Флуенс неутрона
- h_ϕ Конверзиони коефицијент флуенса у дозни еквивалент
- k Калибрациони коефицијент за мерење неутронских доза детектором CR-39
- T_D Густина трагова
- H Дозни еквивалент неутрона
- \dot{H} Јачина дозног еквивалента
- E_n Енергија неутрона
- R Домет честице
- h Скинут слој детектора након нагризања
- V_b Брзина нагризања неоштећене детекторске површине
- V_t Брзина нагризања дуж латентног трага
- w_R Радијациони тежински фактор
- w_T Ткивни тежински фактор
- u Случајан број са униформном расподелом у интервалу (0,1)

Списак слика

- Слика 1.** а), б) Трагови настали озрачивањем CR-39 детектора извором ^{241}Am , при увећању оптичког микроскопа $\times 1000$. CR-39 је нагрисан 12 h у раствору 6.5 M NaOH на 62°C . Горње слике су настале фокусирањем на површини CR-39 детектора, а доње фокусирањем на различитим дубинама. с) Трагови при увећању $\times 200$. d) Троструки трагови при увећању $\times 1000$. На левој слици је фокус на површини CR-39 док је на десној фокус на различитим дубинама тј. на површини и дну трага, [Mosier-Boss и др, 2009].
- Слика 2.** Типична 3D АФМ слика нагрисаних трагова алфа честица енергије 1.18 MeV за различита времена нагрисања: 1.0, 2.5, 3.5 и 3.75 h, [Félix-Bautista и др, 2013].
- Слика 3.** Феунман–ов дијаграм бета распада неутрона у протон, електрон и антинутрино електронски преко тешког W бозона.
- Слика 4.** Спектар неутрона из Am-Be извора
- Слика 5.** Укупни ефикасни пресек интеракције неутрона са водоником и угљеником у функцији енергије неутрона
- Слика 6.** Расејање неутрона на протону.
- Слика 7.** Веза између физичких, протекционих и операционих величина. Овај систем величина је дефинисан у ICRU 51 (1993) и ICRP 60 (1991) публикацијама
- Слика 8.** Радијациони тежинских фактор, w_R , за неутроне у функцији енергије неутрона. Степ функција и континуална функција дате у ICRP 60 и функција усвојена у ICRP 103.
- Слика 9.** Рачуната и мерена густина трагова у функцији флуенса неутрона, [El-Sersy и др, 2004].
- Слика 10.** Еквивалентна доза неутрона у функцији растојања извор-детектор, [El-Sersy и др, 2004].
- Слика 11.** Релативни допринос сваког од конституената CR-39 детектора латентној ефикасности у функцији енергије неутрона, [Khan и др, 2001].
- Слика 12.** Латентна ефикасност и ефикасност нагрисања CR-39 детектора у функцији дебљине детектора, [Khan и др, 2001].
- Слика 13.** Поређење рачунатих и публикованих вредности конверзионог коефицијента флуенса у дозу, [El-Sersy, 2010].

- Слика 14.** Укупна и парцијална латентна ефикасност CR-39 детектора на дубини 10 μm , [El-Sersy, 2010].
- Слика 15.** Густина трагова у функцији дозе неутрона из Am-Be извора, [Castillo и др, 2013]
- Слика 16.** Геометрија развоја трага. Упадни угао честице је нормалан на детекторску површину и V_t је константно.
- Слика 17.** Три фазе у развоју трага. I је иницијална детекторска површина, O и E су улазна и крајња тачке путање честице, R је домет честице у детекторском материјала, а V_b је брзина нагризања неоштећене детекторске површине. (1) Конусни траг, (2 и 3) зид трага је делеимично конус, а делимично сфера, (4) траг је потпуно сферичан, [Nikezić и Yu, 2004].
- Слика 18.** Фазе развоја трага за кос упад честице према раду Somogyi и Szalay (1973).
- Слика 19.** (а) Промена V_t функције дуж путање честице: (1) $V_t = \text{const}$; (2) V_t је променљиво са максимумом на крају путање честице; (3) V_t је променљиво са максимумом пре, али близу краја, путање честице (то је реална ситуација). (б) Облик трага за случајеве (1), (2) и (3), респективно.
- Слика 20.** V функција за протоне и алфа честице у CR-39 детектору.
- Слика 21.** Геометрија зида трага у две димензије, [Nikezić и Yu, 2004].
- Слика 22.** Моделовање дискретних случајних променљивих.
- Слика 23.** Геометријско разматрање методе коначних разлика.
- Слика 24.** Геометрија детектора и извора усвојен у овом раду.
- Слика 25.** Ефикасни пресек за еластично расејање неутрона на језгру водоника у функцији енергије
- Слика 26.** Ефикасни пресек за еластично расејање неутрона на језгру угљеника у функцији енергије
- Слика 27.** Ефикасни пресек за нееластично расејање неутрона које резултује у побуђењу језгра угљеника у функцији енергије
- Слика 28.** Ефикасни пресек за настанак алфа честице на језгру угљеника у функцији енергије неутрона
- Слика 29.** Ефикасни пресек за еластично расејање неутрона на језгру кисеоника у функцији енергије
- Слика 30.** Ефикасни пресек за нееластично расејање неутрона које резултује у побуђењу језгра кисеоника у функцији енергије
- Слика 31.** Ефикасни пресек за настанак алфа честице на језгру кисеоника у функцији енергије неутрона

- Слика 32.** Ефикасни пресек за настанак протона на језгру кисеоника у функцији енергије неутрона
- Слика 33.** Дијаграм енергетских нивоа језгра угљеника и других суседних језгара
- Слика 34.** Дијаграм енергетских нивоа језгра кисеоника и других суседних језгара
- Слика 35.** Домет протона и алфа честице у CR-39 детектору
- Слика 36.** А) Раствор напредује дуж путање честице у истом смеру као и честица. Честица улази у детектор у тачки (0,0) и зауставља се у тачки Е. В) Честица улази у детектор и зауставља се у тачки (0,0). Раствор напредује дуж путање честице у супротном смеру од смера кретања честице
- Слика 37.** А) Нагризање у директном смеру. Координатни почетак је лоциран у тачки где је честица ушла у детектор. В) Нагризање у супротном смеру. Координатни почетак је лоциран у тачки где се честица зауставила.
- Слика 38.** Геометрија развоја трага у директном смеру за упад честице под косим углом. Раствор продире дуж путање честице у смеру њеног кретања. Секундарна честица (протон или алфа) је настала у тачки (0,0) у координатног система и зауставила се у тачки Р након преласка растојања R. Преостали домет је растојање $R' = MP = R - (x + uy')$.
- Слика 39.** Геометрија развоја трага у супротном смеру за упад честице под косим углом. Честица је настала у детектору у тачки А и изашла је из детектора у тачки О. Под претпоставком да је детектор бесконачно дебео, ова честица би се зауставила у тачки Р у материјалу детектора. Нагризање напредује од излазне тачке О ка почетној тачки у супротном смеру од кретања честице. Координатни почетак је у тачки Р где би се честица зауставила
- Слика 40.** Геометрија развоја трага у супротном смеру за кос упад честице за два различита случаја заустављања честице. А) Честица се зауставила у детектору у тачки (0,0), где је $L_{start} = 0$. В) Честица се зауставила ван детектора у тачки (0,0) на растојању L_{start} од површине детектора.
- Слика 41.** Дијаграм тока програма Neutron.f90.
- Слика 42.** Раствор напредује дуж обе стране детектора. Приказана су четири различита типа трагова настала при нагризању предње и задње стране детектора у истом и супротном смеру.
- Слика 43.** Симулирана геометрија извора и детектора представљена у раду [Milenkovic и др, 2010].
- Слика 44.** Енергетска расподела протона насталих при интеракцији неутрона са CR-39 детектором.

- Слика 45.** Енергетска расподела алфа честица насталих при интеракцији неутрона са CR-39 детектором
- Слика 46.** Угаона расподела насталих протона при интеракцији неутрона са CR-39 детектором
- Слика 47.** Угаона расподела алфа честица емитованих при интеракцији неутрона са CR-39 детектором
- Слика 48.** Депонована енергија по једном неутрону по видљивом протонском трагу
- Слика 49.** Дужина велике осе трага протона нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90
- Слика 50.** Дужина мале осе трага протона нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90
- Слика 51.** Дужина велике осе трага алфа честице нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90
- Слика 52.** Дужина мале осе трага алфа честице нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90
- Слика 53.** Латентна ефикасност CR-39 детектора у функцији енергије неутрона за 10 μm скинутог слоја
- Слика 54.** Латентна ефикасност и ефикасност нагрзања CR-39 детектора у функцији скинутог слоја за Am-Be извор.
- Слика 55.** Ефикасност нагрзања у функцији скинутог слоја за различите енергије инцидентног неутрона, E_n : а) $E_n = 1 \text{ MeV}$, б) $E_n = 2 \text{ MeV}$, с) $E_n = 3 \text{ MeV}$, д) $E_n = 4 \text{ MeV}$ и е) $E_n = 5 \text{ MeV}$.
- Слика 56.** Јачина неутронског дозног еквивалента у функцији растојања између детектора и извора. Мерење обављено уређајем DINEUTRON, рачунато програмом Neutron_CR-39.F90
- Слика 57.** Мерене и рачунате густине трагова у функцији јачине дозног еквивалента неутрона за различите скинуте слојеве.

Списак табела

Табела 1. Састав људске коже и CR-39 детектора

Табела 2. Класификација неутрона по енергијама

Табела 3. Алфа-Берилијумски извори неутрона

Табела 4. Примена неутронских генератора

Табела 5. Органи који се третирају FNT

Табела 6. Тренутно активни центри за FNT, први третман и број третираних пацијената закључно са 2011.

Табела 7. Основни подаци VNCT центара у периоду 2002-2011

Табела 8. Максимални део енергије Q_{\max}/E коју неутрон може да изгуби у једном еластичном судару са различитим језгрима

Табела 9. Радијациони тежински фактори дати у ICRP публикацијама 60 (1991) и 103 (2007)

Табела 10. Ткивних тежински фактора дати у ICRP публикацијама 60 (1991) и 103 (2007)

Табела 11. Препоручене границе доза у ICRP публикацијама 60 (1991) и 116 (2011)

Табела 12. Коефицијенти фитовања функције домета протона и алфа честица

САДРЖАЈ

УВОД	1
А) ОПШТА РАЗМАТРАЊА	
1. Опште карактеристике неутрона	7
1.1. Историја открића неутрона.....	7
1.2. Физичке особине неутрона.....	8
1.3. Класификација неутрона по енергијама.....	9
1.4. Ам-Ве извори неутрона.....	10
1.5. Интеракција неутрона са материјом.....	12
1.6. Примена неутрона.....	16
1.6.1. Неутронска терапија брзим неутронима – FNT (Fast Neutron Therapy).....	17
1.6.2. Неутронска терапија спорим неутронима - BNCT (Boron Neutron Capture Therapy).....	20
2. Основни појмови и величине у радијационој физици	23
2.1. Величине у заштити од зрачења.....	24
2.2. Физичке величине.....	26
2.3. Протекционе величине.....	27
2.4. Операционе величине.....	33
3. Преглед стања у области детекције и дозиметрије неутрона	35
3.1. Алbedo дозиметрија.....	35
3.2. Дозиметрија неутрона на бази детектора CR-39.....	36
4. Нуклеарни траг детектори	44
4.1. Историја нуклеарних траг детектора.....	44
4.2. Физичко-хемијске карактеристике.....	45
4.3. Геометрија раста трага.....	46
4.3.1. Основни појмови геометрије раста трага.....	46
4.3.2. Константно V_t и упад честице под правим углом.....	47
4.3.3. Константно V_t и упад честице под косим углом.....	49

4.3.4. Геометрија раста трага за променљиво V_t	50
4.3.5. Различити облици V функције.....	51
4.3.6. Модел раста трага	53
5. Нумеричке методе примењене у раду.....	55
5.1. Монте-Карло метод.....	55
5.1.1. Моделовање дискретних случајних величина.....	56
5.1.2. Алгоритам за генерисање униформне расподеле у сфери.....	57
5.1.3. Алгоритам за генерисање експоненцијалне расподеле.....	59
5.2. Метод коначних разлика.....	59
5.3. Њутнов метод.....	63

В) ТЕОРИЈСКО-ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ ДЕО РАДА

6. Симулација интеракције неутрона из Am-Be неутронског извора са детектором CR-39 и симулација нагризања	63
6.1. Модел интеракције неутрона и детектора CR-39.....	64
6.1.1. Узорковање почетне енергије, положаја и правца неутрона у извору.....	65
6.1.2. Узорковање места интеракције неутрона и мете	66
6.1.3. Узорковање врсте атома у детектору са којим неутрон интерагује ...	66
6.1.4. Узорковање типа интеракције неутрона са детектором.....	67
6.1.5. Домет секундарних честица.....	75
6.2. Модел раста трага у директном и супротном смеру од смера кретања честице	77
6.2.1. Модел раста трага у директном смеру.....	79
6.2.2. Модел раста трага у супротном смеру.....	82
6.2.3. Дискретизација једначине зида трага.....	85
6.2.4. Услови видљивости трага	87
6.2.5. Испитивање пренагрижености трага.....	87
6.3. Опис програма и дијаграм тока.....	88
7. Експериментално озрачивање детектора, читавање трагова након нагризања и мерење јачине дозног еквивалента неутрона	93
8. Резултати теоријско-симулационог рада.....	94
8.1. Прорачун енергетске и угаоне расподеле створених протона и алфа честица.....	94
8.2. Прорачун апсорбоване енергије по једном неутрону.....	97

8.3. Прорачун параметара трагова нагрзаних у супротном смеру.....	98
8.4. Прорачун детекторске ефикасности.....	101
8.5. Прорачун ефикасности нагрзања трагова у директном и супротном смеру	102
9. Резултати експерименталног озрачивања детектора CR-39 неутронима из Am-Be извора и мерења јачине дозног еквивалента неутрона.....	106
9.1. Поређење резултата прорачуна и мерења јачине дозног еквивалента неутрона ..	106
9.2. Поређење резултата прорачуна и мерења густине трагова	108
ЗАКЉУЧАК.....	109
РЕФЕРЕНЦЕ.....	112
ДОДАТАК А) - ПРОГРАМ.....	121
ДОДАТАК В) – ПУБЛИКОВАНИ РАДОВИ.....	159

САЖЕТАК

Предмет истраживања ове докторске дисертације је проучавање интеракције неутрона из Am-Be извора са детектором CR-39, тј. одређивање и мерење ефикасности детектора као и прорачун дозе тј. дозног еквивалента неутрона.

Циљеви који су постављени пред аутора ове докторске дисертације састоје се у следећем:

1. одређивање калибрационог коефицијента, k , за мерење неутронских доза CR-39 детектором, тј. одређивање везе између одговора детектора израженог преко густине трагова, T_D , и дозног еквивалента неутрона, H .
2. одређивање конверзионог коефицијента флуенса у дозни еквивалент, h_ϕ .

Да би се остварили циљеви вршена је симулација, методом Монте Карло, интеракције неутрона из Am-Be извора са атомима детектора CR-39 и визуелизације латентних трагова. У ту сврху је коришћен оригинално развијен компјутерски програм, Neutron_CR-39.F90, написан на основу модела интеракције и модела раста трага.

Модел интеракције који је развијен у ту сврху узима у обзир енергетски спектар емитованих неутрона као и ефикасне пресеке еластичних и нееластичних процеса. При еластичним и нееластичним процесима се креирају секундарне честице у различитим правцима и њихови латентни трагови су случајно орјентисани у детектору. Неки трагови се нагризају од тачке где је честица настала у смеру њеног кретања – ово називамо директно нагризање, док се други нагризају од тачке у којој се честица зауставила или у којој је напустила детектор у супротном смеру од смера њеног кретања – ово је нагризање у супротном смеру. Модели раста трага у директном и супротном смеру од смера кретања честице се посебно разматрају.

У циљу провере резултата симулације обављен је експеримент озрачивања и нагризања детектора за исте услове који су претпостављани у симулацијама и добијено је добро слагање. Нађено је да се калибрациони коефицијент рачуна као $k = 15 \cdot h$, где је h скинут слој у μm , а константа пропорционалности 15 је у μm^{-1} . Калибрациони коефицијент, k , линеарно расте са временом нагризања тј. са скинутим слојем детектора у испитиваној области $6 \mu\text{m} < h < 24 \mu\text{m}$. Јединица за калибрациони коефицијент је $\text{tracks}/(\text{cm}^2 \cdot \text{mSv})$. Поред калибрационог коефицијента, k , одређен је и конверзиони коефицијент флуенса у дозни еквивалент, h_ϕ , чија се вредност $h_\phi = 3.7 \times 10^{-14} \text{ Sv} \cdot \text{m}^2$ слаже са вредностима у литератури [Burger и Schwaster, 1988; ISO/DIS 8529, 2000]. Вредност јачине дозног еквивалента израчуната преко конверзионог коефицијента добро се слаже са резултатима добијеним мерењем неутронским дозиметром.

УВОД

Овај рад припада неутронској физици, која је, као део нуклеарне физике, по много чему обележила и битно утицала на ток цивилизације у прошлом веку. Неутронска физика је једна од централних области физике и разлози за то су, како коришћење неутрона у фундаменталним истраживањима, тако и многобројне примене у енергетици, наоружању, медицини, индустрији и др. На пример, фундаментална истраживања неутронских нуклеарних реакција, довела су до открића фисије, што је касније отворило више различитих поља истраживања и примена.

Главна тема овога рада је дозиметрија неутрона помоћу траг детектора. Дозиметрија, као област примењене физике, се бави одређивањем апсорбоване дозе јонизујућег зрачења, првенствено у људском ткиву, али и у разним другим материјалима. Неутронска дозиметрија је од велике важности за заштиту од зрачења у близини акцелератора честица и нуклеарних реактора, за квантификацију ефеката излагања космичком зрачењу, као и код терапије брзим и спорим неутронима. Постојао је и постоји константан интерес за неутронску дозиметрију у војним применама. Уређаји за терапију канцера неутронима и јонским сноповима (хадронска терапија) се брзо развијају широм света и питање дозиметрије неутрона постаје веома значајно. Доза изазвана неутронима у (X,n) и (γ,n) реакцијама и другим продуктима реакција, као што су (X,p) и (γ,p) , створеним при високоенергетској зрачној терапији је до сада била у потпуности потцењена и постаје интересантна и значајна област истраживања.

Неке људске активности повећавају свеукупно излагање зрачењу и те активности се називају делатности. Систем заштите при делатностима је заснован на три принципа [ICRP 107, 2007]. 1) Оправданост делатности – свака делатност мора да даје позитивну нето корист. 2) Оптимизација делатности – све дозе треба држати онолико ниско колико је то разумно могуће постићи узимајући у обзир економске, социјалне и све друге факторе. 3) Границе доза и ризика за појединце – постоје прописане границе доза за појединце који раде са изворима зрачења и за остало становништво.

Неутронско зрачење припада групи индиректно јонизујућих зрачења (као и електромагнетско зрачење) и зато се неутронски детектори базирају на детекцији секундарних наелектрисаних честица или гама зрачења, произведених у нуклеарним реакцијама као што су (n,p) , (n,α) , (n,γ) , $(n,fission)$, или узмакнутих језгара створених у еластичним расејањима на лаким метама, [Krane, 1987].

Детекција спорих и термалних неутрона се заснива на реакцијама типа (n,p) и (n, α); користе се јонизационе коморе и пропорционални бројачи пуњени гасом BF₃, неким боровим једињењем или ³He.

За мерење брзих неутрона најчешће се користе узмакнута језгра створена у еластичним расејањима неутрона на лаким метама (¹H, ²H, ³He, ⁴He, ...) у сцинтилационим детекторима. Импулси настали успоравањем узмакнутих протона се обично посматрају користећи сцинтилационе материјале богате водоником, као што је пластика или органска течност. Тако, сцинтилатор служи и као протонска мета за неутроне и као детектор узмакнутих протона.

Поред активних метода за детекцију и дозиметрију неутрона (јонизационе коморе, пропорционални бројачи, сцинтилациони детектори) користе се и пасивне методе (мерни уређаји који не захтевају директно напајање електричном енергијом у току излагања). Међу данас коришћеним пасивним личним неутронским дозиметрима, траг детектори се сматрају једном од најперспективнијих техника. Посебно место у свету траг детектора заузима добро познати CR-39 детектор (poly allyl diglycol carbonate – PADC) који су открили Cartwright и др. (1978). Према неким ауторима [Durham и др, 1989; Deevband и др, 2011], овај детектор је ткивно еквивалентан, али детаљније испитивање ове тврдње није нађено у литератури.

Ткивна еквиваленција је дефинисана на следећи начин: материјал је ткивно еквивалентан ако је коефицијент предавања енергије исти као и за ткиво [Ivanov, 1978]. Оваква дефиниција се пре свега односи на рендгенско и гама зрачење и није потпуно сигурно да ако је неки материјал ткивно еквивалентан за гама да ће то исто бити и за неутронско зрачење. Детектор CR-39 има састав дат у Табели 1, који јесте сличан саставу ткива, али није потпуно исти, [Smilgys и др, 2013].

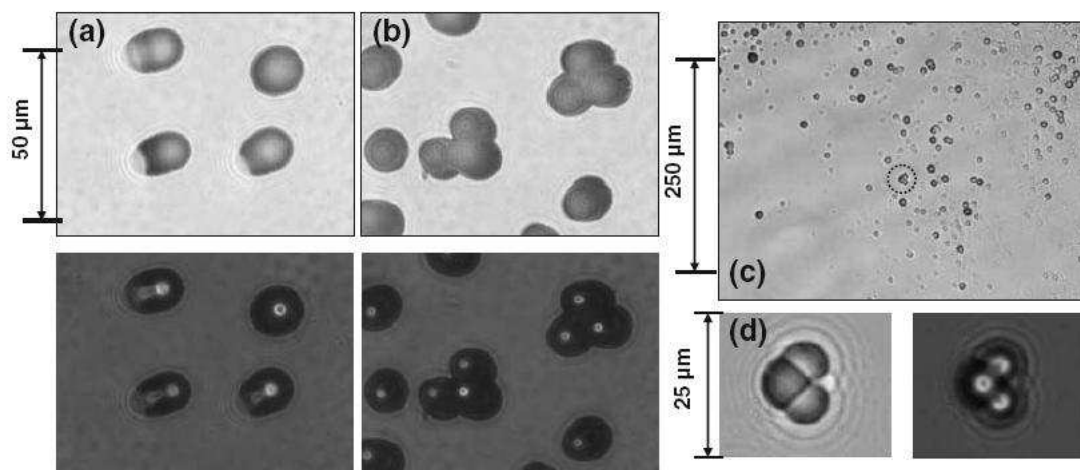
Табела 1. Састав људске коже и CR-39 детектора

Хемијски елемент	Људска кожа	CR-39 детектор
водоник	67.1 %	49.7 %
угљеник	13.0 %	32.4 %
кисеоник	23.1 %	17.9 %
азот	2.0 %	0 %
остатак	0.2 %	0 %

CR-39 је веома распрострањен лични дозиметар за термалне и брзе неутроне [Fleischer и др, 1975; Cartwright и др, 1978; Tommasino и др, 1980a; 1980b; Tommasino и Harrison, 1985; Cross, 1986; Matiullah и Durani, 1987; Piesch и др, 1989; Matiullah и др, 1990; Bordy и др, 1991;

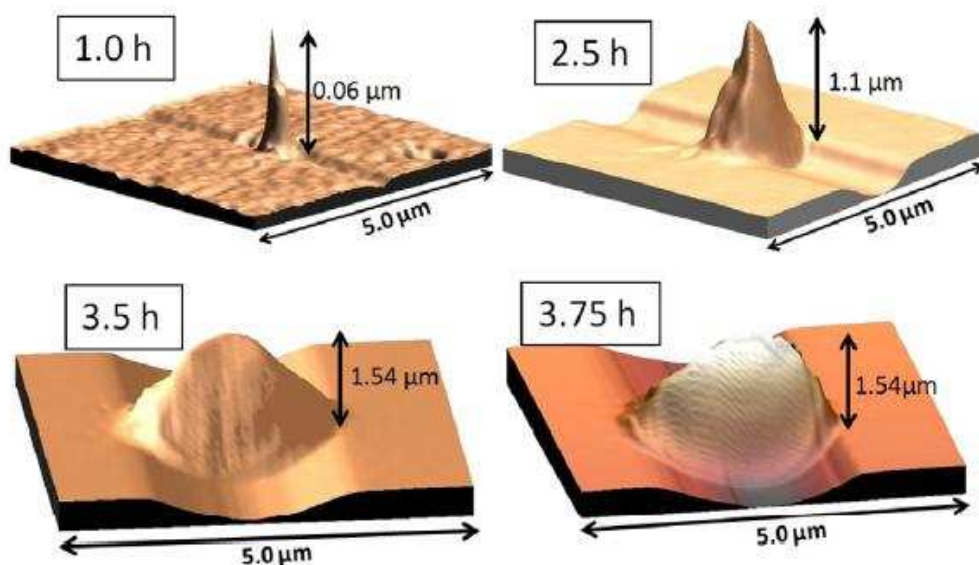
Fernández и др, 1991; Ilic и др, 1995; Jamil и др, 1997; Palfalvi и Sajo-Bohus, 1997; Dörschel и др, 1999a; Hermsdorf и др, 1999; Khan и др, 2001; Tanner и др, 2001; El-Sersy и др, 2004; García и др, 2005; Bedogni и др, 2008; 2009; El-Sersy, 2010; Deevband и др, 2011; Saint Martin и др, 2011; Castillo и др, 2013]. Међу бројним предностима CR-39 детектора у односу на друге мерне технике су велика осетљивост на протоне, нискоенергетски праг за неутроне, као и неосетљивост на гама зрачење. Због тога је CR-39 најпогоднији кандидат за примену у личној неутронској дозиметрији.

При расејању неутрона на атомима CR-39 детектора ($C_{12}H_{18}O_7$) производе се узмакнута језгра Н, С и О, док се у нуклеарним реакцијама стварају секундарне наелектрисане честице (α честице, протони, деутерони...). Секундарне наелектрисане честице и узмакнута језгра остављају оштећења при проласку кроз детекторски материјал, која се називају “латентни трагови”. Попречне димензије латентних трагова су до 10 nm, тако да се могу видети само под електронским микроскопом. Траг се може визуелизирати (учинити видљивим) под оптичким микроскопом, ако се делује агресивним хемијским агенсом, као што је на пример, водени раствор NaOH или KOH. Услед веће хемијске активности, раствор нагриза оштећени део више него неоштећени, тако да се латентни траг знатно увећава и може се посматрати обичним оптичким микроскопом [Nikezic и Yu, 2004]. „Траг ефекат“ је откривен још 1958. године од стране D.A. Young, [Young, 1958]. Примери нагрижених трагова су дати на Слици 1 a-d.



Слика 1. a), b) Трагови настали озрачивањем CR-39 детектора извором ^{241}Am , при увећању оптичког микроскопа $\times 1000$. CR-39 је нагризан 12 h у раствору 6.5 M NaOH на 62°C . Горње слике су настале фокусирањем на површини CR-39 детектора, а доње фокусирањем на различитим дубинама. c) Трагови при увећању $\times 200$. d) Троструки трагови при увећању $\times 1000$. На левој слици је фокус на површини CR-39 док је на десној фокус на различитим дубинама тј. на површини и дну трага, [Mosier-Boss и др, 2009].

При великим густинама трагова, могуће је њихово преклапање што изазива грешке у читавању густине или га чини немогућим. Како се хемијским нагризањем трагови увећају до величине од неколико микрометара јавља се ограничење мерења оптичким микроскопом при великим густинама. При густини трагова реда $\sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$ преклапање је толико да је читавање немогуће и та вредност се узима као горња граница. Ова густина трагова одговара неутронској дози $\sim 100 \text{ mSv}$ [Bordy и др, 1991]. Услед овог ограничења тешко је применити детектор CR-39 на неке области као што је неутронска терапија и мерење неутронског флуенса око акцелератора и нуклеарних реактора. Применом АФМ (atomic force microscopy) може се проширити област примене CR-39 дозиметара на одређивање великих неутронских доза. Са АФМ је могуће мерити густине трагова у CR-39 ~ 1000 пута веће него што је то могуће оптичким микроскопом [Yamamoto и др, 1999; Yasuda и др, 2006]. Примери слика добијених АФМ микроскопима су приказани на Слици 2.



Слика 2. Типична 3D АФМ слика нагризаних трагова алфа честица енергије 1.18 MeV за различита времена нагризања: 1.0, 2.5, 3.5 и 3.75 h, [Félix-Bautista и др, 2013].

При коришћењу овог детектора потребно је познавати везу између густине трагова и њихових карактеристика са једне стране и флуенса и апсорбоване дозе неутрона са друге стране. Главни проблем у овој области је велика зависност одговора детектора од енергије неутрона. Насупрот томе у пракси се могу срести неутрони веома широког енергетског спектра почев од 0.025 eV (термализовани неутрони у нуклеарним реакторима) па све до неколико стотина MeV (у космичком зрачењу). Поред тога, енергетски спектар неутрона је често непознат и тежак за мерење, а радијационо поље неутрона је обично мешано са другим врстама зрачења, као што су гама, X, фисиони продукти и др.

У овом раду је проучавана интеракција неутрона из Am-Be извора са детектором CR-39. У циљу провере резултата добијених симулацијом обављен је експеримент озрачивања и нагризања детектора за исте услове под којима су обављена рачунања при чему су добијена добра слагања.

РАСПОРЕД МАТЕРИЈАЛА ПО ГЛАВАМА

Рад се састоји из два дела:

А) ОПШТА РАЗМАТРАЊА и

В) ТЕОРИЈСКО-ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ ДЕО РАДА

Део А је општи, без оригиналног научног доприноса аутора, има монографски карактер и даје преглед стања у овој области. Део А се састоји из пет глава, које описују појмове неопходне за разумевање рада и методологије.

У првој глави су описани историјски увод открића неутрона, физичке особине, класификација по енергијама, као и Am-Be извори неутрона. Дат је опис основних процеса интеракције неутрона са материјом. Такође су наведене примене неутрона са акцентом на медицинску примену брзих и спорих неутрона за терапију канцера.

У другој глави су описани основни појмови и величине у радијационој физици. Дефинисане су протекционе и операционе величина, као и њихова веза са физичким величинама према ICRP и ICRU публикацијама.

Трећа глава даје преглед радова у области детекције и дозиметрије неутрона. Дефинисане су активне и пасивне методе детекције и дозиметрије брзих и спорих неутрона. Одвојено су разматране алbedo дозиметрија и дозиметрија неутрона на бази детектора CR-39.

Четврта глава даје опис најчешће коришћених нуклеарних траг детектора, тј. њихову историју, затим физичко-хемијске карактеристике и детаљан опис геометрије раста трага. У оквиру геометрије раста трага разматрани су случајеви упада честице у детектор под правим и косим угловима одвојено за константну и променљиву брзину нагризања дуж трага. Представљен је модел раста трага који се касније користи у раду, а који су развили Nikezić и Yu (2003a; 2004).

У петом поглављу су описане нумеричке методе коришћене у раду, као што су Монте-Карло метод, метод коначних разлика и Њутнов метод. Нагласак је на оним елементима ових метода који су касније коришћени у раду.

Део В, за разлику од дела А, представља оригиналан научни рад аутора. Резултати су представљени у оквиру 6, 7, 8 и 9 главе и закључка.

У шестој глави је представљен је модел интеракције неутрона из Am-Be извора са детектором CR-39 као и начин на који се врши одабир почетне енергије, положаја и правца неутрона у извору; места интеракције неутрона и мете; врсте атома у детектору са којим неутрон интерагује као и тип интеракције неутрона са детектором. Дат је опис рачунања домета насталих секундарних честица тј. протона и алфа честица. Секундарне честице се креирају у различитим правцима и њихови латентни трагови су случајно орјентисани у детектору. Неки трагови се нагрзају од тачке где је честица настала у смеру њеног кретања – ово називамо директно нагрзање, док се други нагрзају од тачке у којој се честица зауставила или у којој је напустила детектор у супротном смеру од смера њеног кретања – ово је нагрзање у супротном смеру. Модели раста трага у директном и супротном смеру од смера кретања честице се посебно разматрају. На поменутиим моделима је заснован фортрански програм *Neutron_CR-39.F90* чији је опис и дијаграм тока представљен у овој глави.

У седмој глави је описан експеримент озрачивања детектора Am-Be извором у Лабораторији за заштиту од зрачења у Институту за нуклеарне науке у Винчи, као и хемијско третирање и читавање детектора, према стандардним процедурама, у постојећим лабораторијама на ПМФ-у у Крагујевцу. Такође је описан инструмент за мерење неутронских доза тј. јачине дозног еквивалента неутрона.

Осма глава садржи резултате теоријско-симулационог рада као што су: прорачун енергетско-угаоне расподеле створених протона и алфа честица, прорачун апсорбоване енергије по једном неутрону, прорачун параметара трагова нагрзаних у супротном смеру, прорачун латентне ефикасности и ефикасности нагрзања, прорачун ефикасности нагрзања трагова у директном и супротном смеру.

У деветој глави су поређени резултати прорачуна и мерења јачине дозног еквивалента неутрона као и густине трагова. Израчуната је вредност за конверзиони коефицијент флуенса у дозни еквивалент која се добро слаже са вредностима датим у литератури. Одређена је веза између одговора детектора израженог преко густине трагова и дозног еквивалента неутрона, односно флуенса. Густина трагова је линеарно зависна од дозног еквивалента неутрона за различите скинуте слојеве, чиме је одређен калибрациони коефицијент што је и био циљ ове докторске дисертације. Тиме је потврђена примена развијеног програма *Neutron_CR-39.F90* у неутронској дозиметрији.

У закључку је дат сажет преглед резултата и достигнућа рада. Дискутовани су нађени резултати у светлу постојећих експерименталних и теоријских података.

А) ОПШТА РАЗМАТРАЊА

1. ОПШТЕ КАРАКТЕРИСТИКЕ НЕУТРОНА

1.1. Историја открића неутрона

Ernest Rutherford је још 1920. године претпоставио могућност постојање неутрона. Rutherford је сматрао да се диспаратет између атомског броја атома и његове масе може објаснити постојањем неутралне честице унутар атомског језгра. У исто време када је предложио име протон за позитивно наелектрисану честицу у језгру атома, предложио је и име неутрон за евентуалну неутралну честицу [Rutherford, 1920].

Супротно општем мишљењу које је владало 1930. године, Viktor Ambartsumian и Dmitri Ivanenko у СССР-у тврдили су да се атом не може састојати само од протона и електрона. Они су доказали да осим протона у језгру морају бити присутне и неутралне честице [Ambartsumian и Ivanenko, 1930].

У Немачкој су 1931. године Walther Bothe и Herbert Becker показали да ако енергетска алфа честица емитована из полонијума пада на лаке елементе, као што су берилијум, бор или литијум, производи се необично продорно зрачење, [Becker и Bothe, 1930; 1932]. Тумачење експерименталних резултата било је тешко јер је то зрачење било продорније од свих познатих гама зрачења.

Следећи важан допринос забележен је 1932. године у Паризу од стране Irène Joliot-Curie и Frédéric Joliot. Они су показали да ако ово непознато зрачење пада на парафин или било које једињење које садржи водоник, оно избацује протоне веома велике енергије. Само по себи то није у супротности са претпоставком о природи гама зрачења, али детаљна квантитативна анализа података се све теже мирила са таквом хипотезом.

James Chadwick обављао је низ експеримената на Универзитету у Кембриџу, 1932. године, показујући да је хипотеза гама зрачења неодржива. Он је предложио да се ново зрачење састоји од ненаелектрисаних честица масе приближне маси протона и извео је серију експеримената који су потврдили његову претпоставку. Ове ненаелектрисане честице су назване неутрони, очигледно из латинског корена речи за **неутралан** и грчког наставка – **он** (имитирајући електрон и протон) [Chadwick, 1932; 1933].

Нуклеарна фисија, на коју је "наишао" Павле Савић, радећи у лабораторији Ирене Кири у Паризу, у експерименту озрачивања ^{235}U неутронима, изазвана је захватом спорих

неутрона. На нуклеарну фисију први је наишао Enrico Fermi, али ни он као ни Павле Савић није разумео шта се у ствари догађа. Као резултат тог озрачивања добијени су елементи из средине периодног система. Објашњење ове појаве су дали Hahn и Strassmann 1939. године, којима је приписано "откриће" фисије, под којом се подразумева цепање језгра ^{235}U након захвата неутрона. Чињеница да се при фисији емитује неколико неутрона сугерисала је да је могућа самоодржавајућа ланчана реакција. Таква реакција је остварена под руководством Фермија 2.12.1942. када је први нуклеарни реактор достигао критичност, [Turner, 2007]. Од тог периода неутрон заузима централно место у свету модерне физике атома и зрачења.

1.2. Физичке особине неутрона

Неутрон је субатомска честица, припада групи хадрона и обележава се симболом n . Неутрон је саставни део језгра сваког атома осим најраспрострањенијег изотопа водоника, чије се језгро састоји само од једног протона. Протони и неутрони су у језгру атома чврсто везани јаким нуклеарним силама. Неутрон је неутрална честица ($Z = 0$) са спином $s_n = 1/2$ и негативним магнетним моментом $\mu_n \approx -1.9\mu_B$.

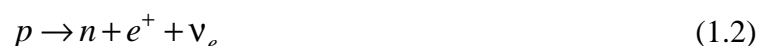
Неутрон је класификован као барион, тј хадрон који се састоји од три кварка, два *down* кварка са наелектрисањем $-1/3$ и једног *up* кварка наелектрисања $+2/3$. Као и протони, неутрони имају барионски број $B_n = +1$, изоспин $T = 1/2$ (са пројекцијом $T_z = -1/2$) и позитивну унутрашњу парност $p_n = +1$. Маса неутрона је за $1.3 \text{ MeV}/c^2$ (или $2.5 m_e$) већа од масе протона и износи $m_n = 1.00876 \text{ a.j.m} = 939.6 \text{ MeV}/c^2 = 1838.6 m_e$, [Mukhin, 1987]. Антиматеријски еквивалент неутрона је антинеутрон.

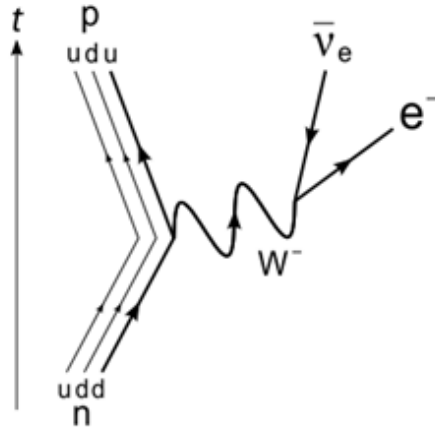
Ван језгра неутрони су нестабилни и имају време полураспада око 11.5 минута. Неутрон се распада (бета распадом) на протон, електрон и антинеутрино:



Пошто се неутрон састоји из три кварка једини могући распад без промене барионског броја је распад једног *down* кварка у лакши *up* кварк и може се постићи емисијом W бозона, Слика 3.

Разменом пиона у језгру неутрон и протон се трансформишу један у други. Унутар језгра протони се трансформишу у неутроне инверзним бета распадом:





Слика 3. Феуптан–ов дијаграм бета распада неутрона у протон, електрон и антинутрино електронски преко тешког W бозона.

Транформација протона у неутрон у језгру такође је могућа електронским захватом:



1.3. Класификација неутрона по енергијама

Погодно је класификовати неутроне према њиховој енергији [Turner, 2007; Mukhin, 1987]. У Табели 2 су дате класе неутрона по енергијама, при чему свака класа има свој назив.

Табела 2. Класификација неутрона по енергијама

Назив класе неутрона	Енергија неутрона, E_n
Термални	$E_n = 0.025 \text{ eV}$
Епитермални	$E_n > 0.2 \text{ eV}$
Кадмијумски	$E_n < 0.4 \text{ eV}$
Епикадмијумски	$E_n > 0.6 \text{ eV}$
Спори	$E_n < 1 \text{ eV}$ (10 eV или 1 keV)
Резонантни	$1 \text{ eV} < E_n < \sim 10 \text{ MeV}$
Интермедијални	$\sim 100 \text{ eV} < E_n < 0.5 \text{ MeV}$
Брзи	$E_n > 0.5 \text{ MeV}$
Релативистички	$E_n > 20 \text{ MeV}$
Фисиони	$100 \text{ keV} < E_n < 15 \text{ MeV}$

На ниском делу енергетске скале, неутрони могу бити у термалној равнотежи са околином при чему њихове енергије имају Максвел-Болцманову расподелу. Енергија термалних неутрона је 0.025 eV и то је највероватнија енергија на собној температури (20°C) док је средња енергија 0.038 eV. Термални неутрони добијају и губе мале износе енергије кроз еластичне сударе у материји. Они дифундују све док не буду захваћени неким језгром из материје [Turner, 2007].

Кадмијумски неутрони носе овај назив јер имају велику ефикасни пресек за апсорпцију на кадмијуму. Граница апсорпције на кадмијуму је 0.4 eV. Неутрони са енергијом мањом од ове границе имају велику вероватноћу да се апсорбују на атому кадмијума (називају се подкадмијумски). Из овог разлога кадмијум се користи у нуклеарним реакторима за контролу ланчане реакције.

Спори неутрони имају нешто већу енергију од термалних. Из Табеле 2 се види да конвенција није прецизна када су у питању спори неутрони.

Интермедијални неутрони имају енергију између спорих и брзих.

Фисиони неутрони се формирају током фисије, највероватнија енергија је 0.8 MeV док је средња енергија 2 MeV.

1.4. Am-Be извори неутрона

Неутрони се могу производити на више различитих начина: у реакторима, акцелераторима и помоћу посебно прављених извора неутрона. Снопови моноенергетских неутрона могу се добити из различитих нуклеарних реакција. Неутрони добијени из неутронских извора или реактора нису моноенергетски и имају расподелу по енергијама, тј., карактерисани су енергетским спектром.

(α, n) реакција одговорна за откриће неутрона, може бити искоришћена за производњу неутронских извора погодних за коришћење у лабораторији. Стабилан изотоп берилијума, ^9Be , има релативно слабо везан неутрон (везивна енергија је 1.7 MeV). Ако α честица погоди језгро ^9Be , може се ослободити неутрон:



Ако се помешају дугоживећи алфа емитујући материјали, као што је ^{226}Ra или ^{241}Am , са прахом ^9Be добија се константна брзина производње неутрона. ^{226}Ra и његови потомци

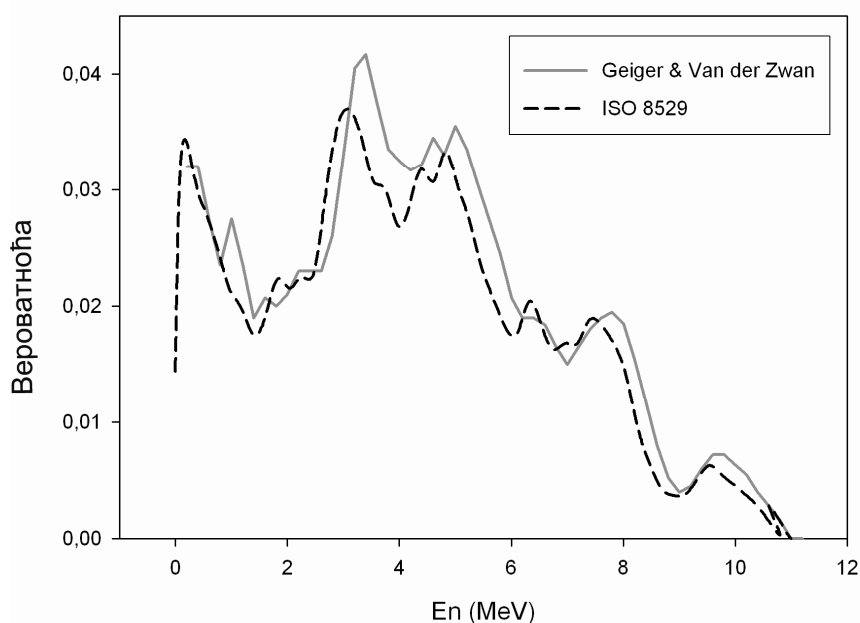
емитују α честице са енергијом од око 5 MeV до близу 9 MeV и тако се добијају неутрони са енергетским спектром до 14 MeV.

Због високе емисије гама зрачења ^{226}Ra , Ra-Be неутронски извори су углавном замењени изворима ^{210}Po , ^{238}Pu и ^{241}Am , [Mukhin, 1987]. Ови извори производе око $(2-3)\times 10^6$ неутрона у секунди по 3.7×10^{10} Bq алфа активности. Неки уобичајени (α,n) извори дати су у Табели 3, [Turner, 2007].

Табела 3. Алфа-Берилијумски извори неутрона

Извор	Средња енергија неутрона [MeV]	Време полураспада
$^{210}\text{Po-Be}$	4.2	138 дана
$^{210}\text{Po-B}$	2.5	138 дана
$^{241}\text{Am-Be}$	4.3	432 године
$^{226}\text{Ra-Be}$	3.9	1602 године
$^{226}\text{Ra-B}$	3.0	1602 године
$^{239}\text{Pu-Be}$	4.5	24400 године

Am-Be извор је највише коришћен извор у лабораторијама за неутронску дозиметрију зато што има велико време полураспада, а његова енергетска расподела покрива енергетску област интересантну за многе примене у амбијенталној и личној дозиметрији. Am-Be извор има спектар емитованих неутрона у опсегу од 0.2 до 10.8 MeV, Слика 4.



Слика 4. Спектар неутрона из Am-Be извора

Спектар приказан пуном линијом на Слици 4 добијен је акцелераторском симулацијом $^{241}\text{Am-Be}$ извора [Geiger и Van der Zwan, 1970] у којој сноп алфа честица енергије 5.48 MeV, еквивалентан средњој алфа енергији Am-Be извора, упада на танку берилијумску мету. Спектар емитованих неутрона је рачунат кораком 0.2 MeV у опсегу од 0.2 до 10.8 MeV. Спектар има максимум на 3.5 MeV, а средња енергија неутрона је 4.29 MeV. На слици је испрекиданом линијом приказан спектар нацртан на основу вредности датих у ISO 8529 стандарду, [Табела А.4, ISO/DIS 8529, 2000]. ISO (the International Organization for Standardization) је светска федерација националних тела за стандарде (ISO member bodies). ISO/DIS 8529 стандард специфицира референтна поља неутронског зрачења, у опсегу енергија од термалних до 20 MeV, за калибрацију уређаја који мере дозу, флуks и остале величине повезане са неутронским зрачењем, а који се користе за заштиту од зрачења и за одређивање њиховог одговора у функцији енергије неутрона.

1.5. Интеракција неутрона са материјом

Интеракција зрачења и материје је најважнија тема у радијационој физици, јер већина примена, сви експерименти, као и све детекторске технике се заснивају на познавању и разумевању овог питања. На овом месту постоји јака веза са фундаменталном физиком основних процеса интеракције елементарних честица са атомима и језгрима материје.

За разлику од протона, неутрони су ненаелектрисани и не интерагују директно са електронима. Отуда је “свет неутрона” врло различит од “света протона”. Протони виде море електрона са којима су стално у интеракцији. С друге стране, за неутроне материја је празан простор са малим сконцентрисаним грудвицама нуклеарне материје распоређене околу.

Слично фотонима, неутрони су ненаелектрисани и могу да пређу знатно растојање у материји без интеракције. Међутим, процеси интеракције фотона и неутрона са атомима и језгрима су сасвим другачији, што проистиче из њихове различите природе. Неутрон који пролази кроз запремину која садржи велики број језгара има само две опције, или да несметано прође или да интерагује са језгрима, [Turner, 2007]. Под условом "добре" геометрије узан сноп моноенергетских неутрона интензитета $I(x)$ после проласка дуж путање x такође експоненцијално слаби у материји

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-N\sigma x}, \quad (1.5)$$

где је I_0 почетни интензитет, N је број језгара мете по јединици запремине и σ је ефикасни пресек. Ово понашање неутрона је слично гама зрачењу, и обе врсте припадају групи индиректно јонизујућих зрачења (као што је речено на почетку). Неутрони, као индиректно јонизујуће зрачење, не могу директно да јонизују материју, већ то чине искључиво преко секундарно произведених честица.

Електромагнетска интеракција неутрона са електронима је занемарљива. Прозлазећи кроз материју неутрони се могу расејати еластично или нееластично на језгрима материје. Расејање је еластично ако се укупна кинетичка енергија очува у судару тј. када је енергија коју неутрон изгуби једнака кинетичкој енергији узмака језгра. Расејање је нееластично када језгро апсорбује извесну енергију и пређе у више енергетско стање. Такође, неутрон може бити захваћен или апсорбован од стране језгра што доводи до реакција као што су (n,p) , $(n,2n)$, (n,α) или (n,γ) . Ове реакције мењају масени и/или атомски број захваћеног језгра [Turner, 2007].

Средњи слободни пут, λ , који неутрон пређе у материји пре него што интерагује са неким језгром рачуна се као

$$\lambda = -\frac{1}{\sigma \cdot N} \ln(1-u) = -\frac{1}{\Sigma} \ln(1-u) \quad (1.6)$$

где је u случајни број са униформном расподелом у интервалу $(0,1)$, σ је укупни микроскопски ефикасни пресек, а N је бројчана густина језгара у детекторском материјалу. Lux и Koblinger [Lux и Koblinger, 1991] су показали да је укупни макроскопски ефикасни пресек Σ дат на следећи начин

$$\Sigma = \rho \cdot N_A \cdot \sum_{i=1}^{n=3} \frac{w_i}{M_i} \sum_{j=1}^{m=4} \sigma_{ij}^* \quad (1.7)$$

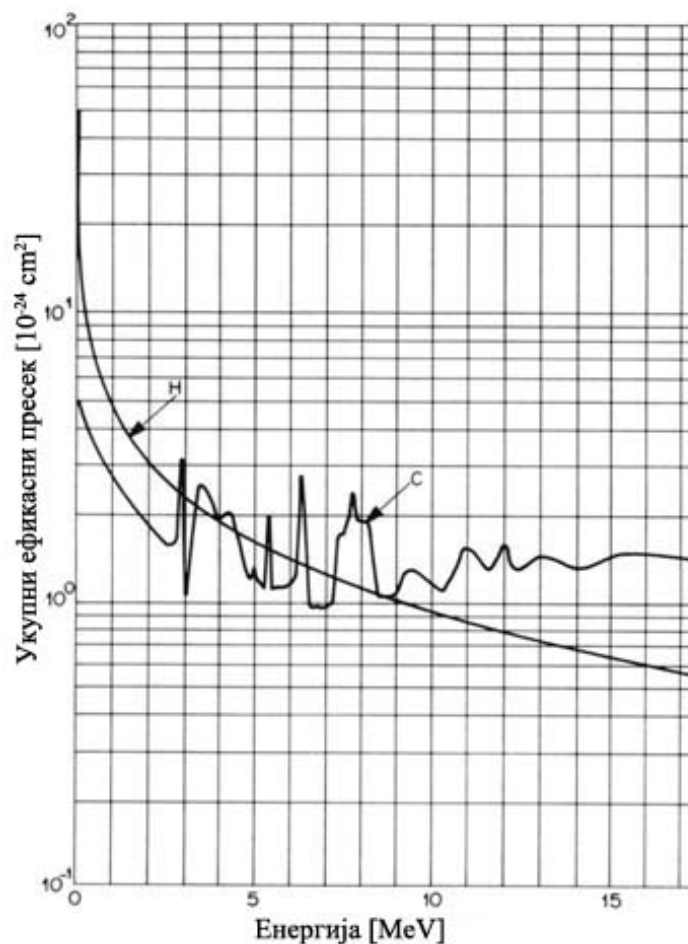
где је ρ густина материјала, N_A је Авогадров број, M_i је моларна маса i -те компоненте, w_i је масени удео i -тог елемента у једињењу, а σ_{ij}^* је парцијални микроскопски ефикасни пресек j -ог типа интеракције са i -тим елементом.

За брзе неутроне је типично да највише губе енергију у материји преко еластичних расејања. Овај процес се назива модерација неутрона и један је од најважнијих процеса у нуклеарним реакторима. Како енергија неутрона опада расејање се наставља, али генерално, расте вероватноћа захвата на језгру. Дифузија термалних неутрона је такође узрокована низом еластичних расејања.

Еластично расејање неутрона се доста користи за регистровање брзих неутрона проучавајући узмакнута језгра (углавном узмакнуте протоне) различитим инструментима

(Вилсонова магличаста комора, нуклеарна емулзија, мехураста комор, итд.). Овај тип расејања се такође користи за регистровање узмакнутих језгара помоћу јонизационих метода (јонизационе коморе, бројачи).

Ефикасни пресеци за интеракције неутрона са атомским језгром се мењају у врло широким границама и обично су компликоване функције енергије неутрона. На Слици 5 је приказан укупан ефикасни пресек за интеракцију неутрона са водоником и угљеником у зависности од енергије. Пошто је језгро водоника уствари протон и нема побуђених стања могући су само еластично расејање и захват. Укупан ефикасни пресек је сума ефикасних пресека ова два процеса. Ефикасни пресек за захват на водонику је мали и достиже вредност свега $0.33 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$ на термалним енергијама где је и највећи. Захват термалних неутрона је важан процес интеракције са материјалима који садрже водоник. Насупрот томе, ефикасни пресек за угљеник у области 1-10 MeV показује извесну структуру и то су резонанце. Језгро угљеника има дискретна побуђена стања тако да ефикасни пресек расте на појединим енергијама неутрона, а затим опада.



Слика 5. Укупни ефикасни пресек интеракције неутрона са водоником и угљеником у функцији енергије неутрона

У случају еластичног расејања, максимална енергија коју неутрон масе m и кинетичке енергије E може да пренесе на језгро масе M у једном чеоном судару је дата једначином:

$$Q_{\max} = \frac{4mM}{(M + m)^2} E \quad (1.8)$$

Узимајући да је $m=1$, може се израчунати део енергије неутрона који он може изгубити у сударима са језгрима различитог масеног броја M . Неки резултати су приказани у Табели 8.

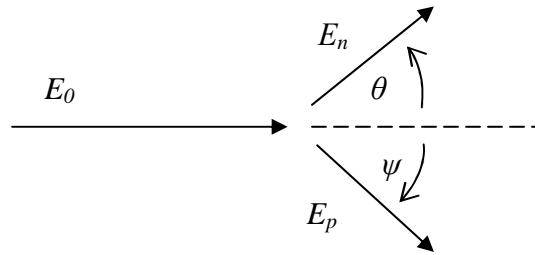
Табела 8. Максимални део енергије Q_{\max}/E коју неутрон може да изгуби у једном еластичном судару са различитим језгрима

Језгро	Q_{\max}/E
^1H	1
^2H	0.889
^4He	0.640
^9Be	0.360
^{12}C	0.284
^{16}O	0.221
^{56}Fe	0.069
^{118}Sn	0.033
^{238}U	0.017

При судару са водоником неутрон може да изгуби сву своју кинетичку енергију у чеоном судару, пошто су протон и неутрон скоро исте масе. Како расте маса језгра ефикасност модерације неутрона по једном судару опада. Као правило, средња енергија изгубљена у судару је приближно једнака половини максималне. Ово правило је тачно када је расејање изотропно у систему центра маса језгра и неутрона, што је случај са водоником и неутроном до енергија неколико MeV.

Еластично расејање неутрона игра важну улогу при мерењу енергије неутрона. Енергија и угао узмакнутог језгра су директно повезани са енергијом неутрона.

На Слици 6 је приказан случај када неутрон енергије E_0 интерагује са протоном који узмакне са енергијом E_p под углом ψ у односу на инцидентни правац неутрона.



Слика 6. Расејање неутрона на протону.

Закони одржања енергије и импулса дају:

$$E_p = E_0 \cos^2 \psi \quad ; \quad E_n = E_0 \cos^2 \theta \quad (1.9)$$

Ако се E_p и ψ могу мерити појединачно за већи број инцидентних неутрона, може се добити инцидентни неутронски спектар директно. Много чешће, одређује се само енергија узмакнутих језгра у гасу (^3H , ^4He или ^1H и ^{12}C из CH_4) и енергетски спектар неутрона може се добити из статистичке везе спектра узмакнуте енергије.

Због обилности водоника у меком ткиву, n-p расејање је често доминантни механизам предаје енергије неутрона у ткиву. Преко 85 % дозе у ткиву (грађеног од H, O, C и N) потиче од n-p расејања за неутроне енергије испод 10 MeV.

Једначина (1.9) за неутрон-протон расејање представља (нерелативистички) закон одржања кинетичке енергије и импулса. Она обезбеђује информацију о вероватноћи да се неутрон расеје у правцу θ . Експериментално, за неутроне енергије до 10 MeV, опажено је да је неутрон-протон расејање изотропно у систему центра масе. То значи да се неутрон (као и протон) расејава са једнаком вероватноћом у било ком правцу у простору у овом координатном систему [Turner, 2007].

1.6. Примена неутрона

Неутрони играју важну улогу у многим нуклеарним реакцијама. На пример, неутронски захват често резултује неутронском активацијом, узрокујући β^- радиоактивност. Познавање неутрона и њиховог понашања било је веома важно у развоју неутронске физике, која је основ реакторске физике и нуклеарног наоружања, као и примене неутронске дифракције у физици чврстог стања. Најважније примене неутронских извора су у индустрији, у науци и истраживању, као и у медицини.

Акцелератори лаких јона базирани на деутеријум-деутеријум и деутеријум-трицијум реакцијама генеришу неутроне од 2.5 и 14.1 MeV, респективно. Примена ових неутронских генератора у различитим областима може се видети у Табели 4, [Chichester и др, 2006].

Табела 4. Примена неутронских генератора

Област	Специфичне примене
Геофизичка мерења	Мапирање и анализа рудника минерала Нафтна истраживања Мапирање и анализа каменолома Истраживање урана
Контрола индустријских процеса	Контрола цементног процеса Испитивање квалитета угља Испитивање дебљине зида
Медицина	Мерење састава тела Терапија канцера Студије дијете и исхране
Безбедност	Детекција и идентификација експлозива Детекција и идентификација хемијског оружја Детекција и идентификација специјалних нуклеарних материјала Детекција нагазних мина
Општа истраживања	Референтни извор брзих неутрона за инструментацију Калибрациони извор за инструментацију за посматрање неутрина Проучавање осетљивости електронских компоненти на радијацију Испитивање нуклеарног реактора Неутронска радиографија
Екологија	Испитивање нуклеарног отпада Испитивање отпада за очување ресурса и поступак опоравка Квантификација угљеника у земљишту

1.6.1. Неутронска терапија брзим неутронима – FNT (Fast Neutron Therapy)

Радиотерапија користи продорне снопове јонизујућег зрачења, првенствено за лечење канцера и контролисање и уништавање малигнућ хелија. Зрачење се испоручује у више мањих третмана, процес познат као фракционисање, да би нормално ткиво имало времена да се поправи [Hall, 2000]. Конвенционална терапија зрачењем укључује фотонско (гама) и електронско зрачење, које је доступно на многим клиникама и у болницама. Ови снопови се добијају из акцелератора електрона или из радиоактивних извора, као што је ^{60}Co . Хадронски терапија укључује неутроне и протоне, који се генеришу коришћењем акцелератора протона или деутерона. Различите врсте јонизујућег зрачења производе различите ефекте на ћелије. Поређење неутронског са гама зрачењем показује разлике иако су оба ненаелектрисана. Биолошки ефекат неутрона и гама зрачења заснива се потпуно на секундарним електронима које они производе у интеракцији са ткивом пацијента.

Неутронска терапија брзим неутронима FNT (Fast Neutron Therapy) је веома ефикасан облик терапије зрачењем. FNT користи високо енергетске неутроне обично енергије веће од 20 MeV за лечење канцера. Већина снопова неутрона за FNT се добија интеракцијом високоенергетских протона (енергије 50 до 65 MeV) или деутерона добијених из акцелератора, који погађају берилијумску мету (нуклеарна реакција ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ или ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$), [ICRU Report 63, 2000]. Дугогодишње искуство у лечењу канцера показало је да је неке врсте тумора врло тешко уништити користећи конвенционалну терапију зрачењем. Ови тумори су класификовани као "радиорезистентни", тј тумори отпорни на зрачење. Неутронска терапија је специјализована за лечење неоперативних, радиорезистентних тумора, [IAEA, 1997; Lacoste, 2010]. После много година искуства може се рећи да је неутронска терапија посебно ефикасна у третману канцера простате, плувачних жлезда и саркома [Noel и др, 2003].

Основни ефекат јонизујућег зрачења је уништавање способности ћелија да се деле, оштећујући њихов ДНК ланац. Фотонско и електронско зрачење обавља оштећење првенствено преко слободних хемијских радикала произведених у атомским интеракцијама. Ове врсте зрачења имају низак линеарни пренос енергије, тј. низак ЛЕТ (low LET radiation). Неутрони углавном интерагују и стварају оштећења првенствено преко нуклеарних интеракција. Као последица интеракција неутрона са језгрима стварају се тешке наелектрисане честице (протони, алфа честице, узмакнута језгра и др) који имају високи ЛЕТ (high LET radiation).

Када X зрачење (енергије од 1 до 25 MeV) интерагује са ћелијама људског ткива, углавном Комптоновим интеракцијама и процесима производње парова и фотоефекта, производе се високо енергетски секундарни електрони и анихилационо гама зрачење. Ови високо енергетски секундарни електрони депонују око 1 keV/ μm , што је знатно мање у поређењу са наелектрисаним честицама, произведеним у неутронским интеракцијама, које депонују 30-80 keV/ μm [Johns и Cunningham, 1983]. Пошто електрони произведени X зрачењем имају велику енергију и низак ЛЕТ, при интеракцији са ћелијама догодиће се само неколико јонизација. Такво зрачење узрокује прекид само једног ланца ДНК хеликса. Постоји велика вероватноћа да се прекид једног ланца ДНК молекула лако поправи "repair" механизмом тако да ефекат зрачења на ту ћелију није смртоносан већ ћелија наставља да се дели и расте. Насупрот томе, наелектрисане честице са високим ЛЕТ произведене неутронским озрачивањем узрокују многе јонизације док пролазе ћелију и могући су двоструки прекиди ДНК хеликса. Поправка двоструког прекида ДНК молекула је много мање вероватна, а већа је вероватноћа да доведе до смрти ћелије. "Repair" механизми су веома ефикасни, [Goodsell, 2005], и током животног века ћелије поправе се хиљаде прекида

једног ланца ДНК. Међутим довољна доза јонизујућег зрачења изазива толико ДНК прекида да превазилази способност тела да се поправи ћелија.

Присуство кисеоника у ћелији делује као радиосенситизер (лек који чини ћелију тумора осетљивијом на радиотерапију), чиме су ефекти зрачења штетнији. Ћелије тумора обично имају нижи садржај кисеоника него нормално ткиво чиме је смањена осетљивост туморског ткива на X и гама зрачење [Vaupel и Harrison, 2004].

Уопштено, брзи неутрони могу да контролишу велике туморе, јер за разлику од зрачења ниског ЛЕТ, дејство неутрона на канцерогену ћелију не зависи од присуства кисеоника [Wambersie и др, 1994]. Поред тога, на биолошку ефикасност неутрона не утиче време или фаза у животном циклусу ћелија тумора, као што је то случај са ниским ЛЕТ зрачењима.

Због високог ЛЕТ-а релативна биолошка ефикасност брзих неутрона је четири пута већа него за X зрачење, [Pignol и др, 2001]. Пошто је релативна биолошка ефикасност неутрона велика (Табела 9), потребна доза да се убију ћелије рака је око једне трећине дозе потребне за озрачивање фотонима, електронима или протонима. Пуна доза неутронске терапије се испоручује у само 10 до 12 фракција, у односу на 30 до 40 фракција потребних за зрачења са ниским ЛЕТ.

Постоје две предности коришћења неутронске терапије уместо електронске или фотонске. Прва је да неутронски снопови депонује око 20 до 100 пута више енергије у циљном ткиву него што ради редовна терапија зрачењем. Друга је да неутронски снопови имају већу вероватноћу да оштете оба ланца ћелијског ДНК, док конвенционално зрачење оштети само један ланац. То отежава ћелијама да поправе штету од неутронских снопова и тиме теже преживе третман. Дакле, неутронска терапија је добар избор у неким случајевима када су тумори отпорни на гама, X или електронско зрачење.

Неутронско зрачење може бити погодно за третман следећих делова тела захваћених канцером у зависности од врсте тумора и од његове фазе, Табела 5, [IAEA, 1997]. У Табели 6 дати су центри у којима се тренутно спроводи FNT као и број третираних пацијената закључно са 2011. годином, подаци преузети са сајта FRM II центра за FNT, <http://www.frm2.tum.de/en>.

Табела 5. Органи који се третирају FNT

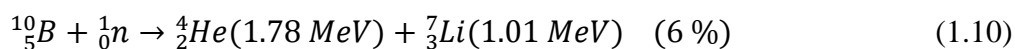
Део тела	Органи
Глава и врат	Пљувачне жлезде, језик, грло, усне шупљине, шупљина ждрело-нос
Груди	Грудна жлезда, плућна марамица, плућа
Абдомен и карлица	Простата, бубрези, материца
Екстремитети и труп	Меко ткиво, кост, хрскавица
Палијативна нега	Велики тумори и метастазе
Кожа	Меланом

Табела 6. Тренутно активни центри за FNT, први третман и број третираних пацијената закључно са 2011.

Центар	Држава	Први третман	Број третираних пацијената
FRM I /FRM II	Немачка	1978/2007	715/80
Snezhinsk	Русија	1990	990+
Tomsk	Русија	1984	1500+
iThemba Labs	Јужноафричка Република	1988	2900
Detroit	САД	1990	2140
Fermilab	САД	1976	3300+
Seattle	САД	1984	2900

1.6.2. Неутронска терапија спорим неутронима - BNCT (Boron Neutron Capture Therapy)

Убрзо након открића неутрона [Chadwick, 1932] 1936. године, биофизичар Др Gordon Locher [Dorn, 1994; Yokoуama и др, 2006] разматрао је могуће терапеутско коришћење неутрона базирано на њиховом захвату на бору, BNCT (Boron Neutron Capture Therapy). Овај метод је једноставан и добро дизајниран у концепту, али је сложен и тежак за извршење. Он се базира на способности термалних неутрона да изазову реакцију са ^{10}B језгрима унетим у ћелије тумора формирајући сложено језгро (ексцитовани ^{11}B) које се тренутно распада на ^7Li и алфа честицу [Voyant и др. 2011, Yanch и др. 1999].



Оба продукта, алфа честица и јон ${}^7\text{Li}$, су енергетске честице, које у ткиву прелазе приближно 4 и 8 μm , респективно, тако да се сва енергија из реакције депонује локално у дијаметру ћелије (10 μm), [Voyant и др, 2011]. Ови продукти узрокују непоправљива оштећења ДНК ланца која доводе до смрти ћелије. Ова техника је корисна јер се радијациона оштећења јављају на малом растојању од места интеракције са језгром бора и тако здраво ткиво може бити поштеђено. Постоје и други разлози за коришћење ${}^{10}\text{B}$, као што је екстремно велика вероватноћа захвата нискоенергетских неутрона (ефикасни пресек је $3837 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$) и то што ${}^{10}\text{B}$ није токсичан.

${}^{10}\text{B}$ и нискоенергетски неутрони имају мали деструктивни ефекат када не делују заједно али њихова интеракција производи интензивно јонизујуће зрачење чије је деловање ограничено на једну или суседне ћелије, [Yanch и др, 1999]. У принципу, неутронски захват може да узрокује довољно штете да убије ћелије канцера омогућавајући околном здравом ткиву да преживи.

Пре третмана BNCT није неопходно прецизно знати где леже границе тумора чиме се превазилазе недостаци оперативног и конвенционалног приступа зрачењу. Постоји теоријска предност над хемотерапијом при којој се обимне дозе лекова испоручују систематски и понекад резултују разарајућим ефектом на здраво ткиво, [Yanch и др, 1999]. Са друге стране при BNCT бором означен лек је неактиван док се не активира неутронским снопом.

Једињења бора која се користе при BNCT су BSH (sodium borocaptate), и BPA (boronophenylalanine), хемијске формуле су $\text{Na}_2\text{B}_{12}\text{H}_{12}\text{S}_1$ и $\text{C}_9\text{H}_{12}\text{O}_4\text{BN}$, респективно, [Voyant и др, 2011]. Ова једињења се називају тражиоци тумора јер они при уношењу у организам пролазе баријере и везују се за ћелије тумора. BSH се клинички користи за лечење тумора мозга, док се BPA користи за лечење малигнућих ћелија.

BNCT се изводи у Америци, Јапану, Холандији, Аргентини, Италији, Финској и Шведској. У периоду од 2002 до 2011 BNCT се изводила на локацијама приказаним у Табели 7, подаци преузети са сајта FRM II центра за FNT, <http://www.frm2.tum.de/en>. BNCT се најчешће користи за лечење интракранијалних тумора (тумора мозга) као и екстракранијалних (тумора главе и врата), [Voyant и др, 2011].

Агресивни тип тумора мозга, Glioblastoma multiform (GBM), код пацијента који се не лече доводи до смрти само пар месеци након дијагнозе за разлику од пацијента са бенигнућим туморима који могу живети доста дуго. Јавља се ретко, у само 2-3 случаја на 100 000 људи у Европи и Северној Америци, [Voyant и др, 2011]. Може се третирати оперативно тј. хируршким одстрањивањем што већег дела тумора, а затим хемотерапијом, стандардном радиотерапијом, кортикостероидима итд. Други терапеутски приступ је базиран на BNCT. Најважнији клинички напредак током последњих 5 година је примена BNCT за лечење

пацијената са рекурентним туморима главе и региона врата који нису реаговали на остале терапије [Kato и др, 2009; Kankaanranta и др, 2011].

Табела 7. Основни подаци BNCT центара у периоду 2002-2011

Центар	Клинички статус	Активни период	Број пацијената
Otaniemi/Helsinki, FI	Активан	1999-	>250
Kumatori/Osaka, JP	Активан	-2006; 2010-	>200
Tsukuba/Ibaraki, JP	Реактор се обнавља	-2011	>200
Studsvik, SE	Затворен реактор	-2005	30
Petten, NL	Престао са радом	1997-2006	26
Tsing-Hua, TW	Активан	2010-	11
Bariloche, AR	Реактор се обнавља	2003-2007; >2012	7
Rez, CZ	Престао са радом	-2002	5
Pavia, IT	Престао са радом	2001-2003	2

Недавне публикације [Altieri и др, 2009] описују могућу употребу BNCT за лечење других чврстих тумора, укључујући саркоме на екстремитетима, примарни канцер плућа, тумор кичме и меланоме, али будућност ових студија делом зависи од додатних клиничких студија, потврђујући и проширујући употребу BNCT за лечење карцинома главе и врата.

До сада је у свету третирано око 30 000 пацијената FNT и око 1 000 са BNCT.

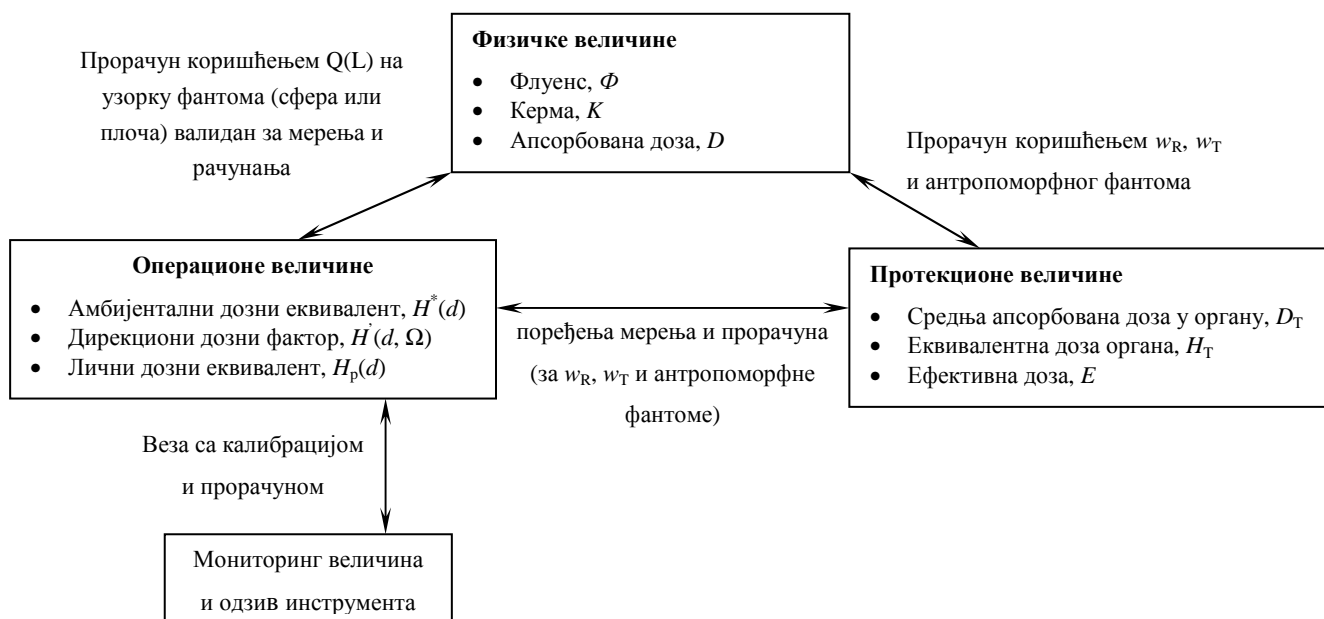
При примени BNCT и FNT од велике је важности мерење доза које неутрони изазивају на другим ткивима третираног пацијента и у непосредној околини. За мониторинг суседних просторија погодна је коришћење пасивних интеграционих детектора, какав је CR-39, чији се одговор на неутронско зрачење управо проучава у овом раду.

Недостаци метода третирања канцера неутронским зрачењем је неопходност остваривања високих флуксева неутрона, за шта су потребни нуклеарни реактори, што ограничава доступност и подиже цену.

2. ОСНОВНИ ПОЈМОВИ И ВЕЛИЧИНЕ У РАДИЈАЦИОНОЈ ФИЗИЦИ

Постоје два главна међународна тела која дефинишу величине и јединице у радијационој физици. Једно од њих је Међународна комисија за заштиту од зрачења - ICRP (International Commission on Radiation Protection), а друго је Међународна комисија за радијационе јединице и мерења - ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements). У заштити од зрачења дефинисане су *протекционе величине* (које је дефинисао ICRP) и *операционе величине* (које је дефинисао ICRU). Обе групе величина су засноване на физичким величинама, а то су флуенс, апсорбована доза и керма.

Скуп протекционих величина које су препоручене у публикацији ICRP 60 (1991) представљају: *средња апсорбована доза* у одређеном органу или ткиву T , D_T ; *еквивалентна доза* у одређеном органу T , H_T и *ефективна доза* E . Ове величине се не могу мерити непосредно, али се могу израчунати ако су познати услови озрачивања. Комисија ICRU дефинисала је скуп операционих величина за мониторинг одређене области и за мониторинг појединаца. Код мониторинга области одговарајуће величине су: *амбијентални дозни еквивалент* $H^*(d)$ и *управљени дозни еквивалент* $H'(d, \Omega)$. Код мониторинга појединаца одговарајућа операциона величина је *лични дозни еквивалент* $H_p(d)$. Комбиновањем физичких, протекционих и операционих величина добијен је систем корелисаних величина, приказан на Слици 7, ICRP 60 (1991).



Слика 7. Вега између физичких, протекционих и операционих величина. Овај систем величина је дефинисан у ICRU 51 (1993) и ICRP 60 (1991) публикацијама

Протекционе и операционе величине повезане су са физичким величинама као што су: *флуенс*, *керма у ваздуху* и *апсорбована доза* [ICRU 51, 1993]. Операционе и физичке величине чине основну групу величина при мерењима спољашњег зрачења.

Националне и међународне лабораторије баве се одржавањем стандарда и референтних поља зрачења која су специфицирана и описана преко поменутих величина, и користе се при калибрацији инструмената и дозиметара.

2.1. Величине у заштити од зрачења

Величине и јединице у радијационој физици су се мењале у току времена.

После увођења концепта критичних органа, 1950. године, појавила се потреба за повезивањем апсорбоване дозе у разним органима људског тела (и другим величинама, које се односе на дозу) са параметарима поља зрачења и са условима озрачивања.

Протекционе величине развиле су се почевши са концептом дозног еквивалента, све до тренутно препорученог концепта ефективне дозе. Операционе величине развијане су почевши од концепта максимума дозног еквивалента (MADE), преко дозно еквивалентних индекса, све до тренутно предложених амбијенталних, дирекционих и личних дозних еквивалената.

Следе дефиниције неких од радијационих величина које су довеле до тренутно препоручених.

Релативна биолошка ефикасност, (Relative Biological Effectiveness – RBE), представља однос апсорбоване дозе еталонског зрачења, која изазива одређени биолошки ефекат и апсорбоване дозе датог зрачења која изазива тај исти ефекат;

$$\eta = \frac{D_0}{D_x}, \quad (2.1)$$

где је η RBE, и D_0 и D_x дозе еталонског и датог зрачења при којима се опажа исти биолошки ефекат, [Ivanov, 1978]. Као еталонско зрачење узима се рендгенско зрачење с граничном енергијом фотона до 200 keV. За еталонско зрачење $\eta = 1$. Треба напоменути да се за фотоне свих енергија узима да је $\eta = 1$.

Линеарни пренос енергије (Linear Energy Transfer – LET) наелектрисаних честица у материји одређује се односом:

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dl} \right)_{\Delta}, \quad (2.2)$$

где је dE средњи губитак енергије, условљен таквим интеракцијама на путу dl при којима је предата енергија мања од задате вредности Δ , [Ivanov, 1978]. Енергија прага, Δ , која улази у формулу (2.2) се најчешће односи на енергију δ (делта) електрона. При проласку наелектрисаних честица кроз материју оне губе своју енергију у актима еластичних и нееластичних судара. У процесима интеракције може доћи до стварања секундарних, такозваних δ електрона, који поседују довољно енергије за даљу јонизацију средине и неки могу образовати сопствени траг. Ако се у акту интеракције наелектрисане честице при проласку кроз материју створи δ електрон са енергијом већом од Δ , онда се та енергија не укључује у вредност dE . Избор енергије прага Δ зависи од конкретних услова. Уколико је $\Delta = \infty$, LET је једнак зауставној моћи, S , која представља укупни губитак енергије честице, dE , по јединици пређеног растојања dx , тј., $S = -dE/dx$. Растојање које честица пређе до заустављања назива се домет.

Фактор којим се множи апсорбована доза да би се добила величина која изражава (на заједничкој скали свих јонизујућих зрачења) биолошко оштећење изложеног ткива назива се фактор квалитета, Q . Он се користи јер неке врсте зрачења, као што је алфа, су биолошки више штетне за људско ткиво него друге врсте зрачења иако је њихова апсорбована доза једнака.

Фактор квалитета је функција линеарног преноса енергије, L , наелектрисаних честица у води. Вредности $Q(L)$ као функција од L дате су у [ICRP 60, 1991] у следећем облику:

$$Q(L) = \begin{cases} 1 & L < 10 \text{ keV} / \mu\text{m} \\ 0.32L - 2.2 & 10 \leq L \leq 100 \text{ keV} / \mu\text{m} \\ 300 / \sqrt{L} & L > 100 \text{ keV} / \mu\text{m} \end{cases}, \quad (2.3)$$

Као што је већ речено апсорбована доза се множи фактором квалитета да би се дефинисао дозни еквивалент. Дозни еквивалент, H , је основна величина у групи операционих величина. Старија дефиниција ове величине је била

$$H = Q \cdot N \cdot D \quad (2.4)$$

где је Q фактор квалитета зрачења и својевремено је уведен као замена за релативну биолошку ефикасност, RBE. Нумерички вредности за Q су исте као и радијациони тежински фактори. D је апсорбована доза, а N је производ осталих модификујућих фактора (једнак је 1, осим у случајевима врло високоенергетског зрачења и велике нехомогености при унутрашњој контаминацији). Касније је фактор N изостављен из дефиниције и преостао је

само производ апсорбоване дозе и фактора квалитета зрачења. Величина дозни еквивалент је сада дефинисана као

$$H = \int_L Q(L) \frac{dD(L)}{dL} dL \quad (2.5)$$

где је $Q(L)$ фактор квалитета зрачења за честице са линерно пренетом енергијом L , док је $\frac{dD(L)}{dL}$ апсорбована доза између линеарно пренетих енергија L , $L+dL$. Јединица за дозни еквивалент је *Сиверт*.

Често се у пракси може срести величина јачина дозног еквивалента на коју су калибрисани поједини инструменти за мерење доза зрачења.

Јачина дозног еквивалента, \dot{H} , рачуна се као количник dH са dt , где је dH прираштај дозног еквивалента у интервалу времена dt , [ICRU 51, 1993]

$$\dot{H} = \frac{dH}{dt} \quad (2.6)$$

Јединица за јачину дозног еквивалента је *Сиверт у секунди*, Sv/s = J/kg·s.

2.2. Физичке величине

Величине *апсорбована доза*, *флуенс* и *керма* се називају *физичким величинама*. Иако су иницијално уведене због описа озрачености људског тела, оне важе и у свим другим областима где долази до озрачивања било каквог материјала.

Флуенс, Φ , честица у некој тачки простора представља количник броја честица које падају на малу сферу око поменуте тачке и површине попречног пресека сфере

$$\Phi = \frac{dN}{dS} \quad (2.7)$$

КЕРМА, K_a , (акроним енглеских речи, Kinetic Energy Relaxed in Material) је

$$K = \frac{dE_k}{dm} \quad (2.8)$$

где је dE_k сума почетних кинетичких енергија свих наелектрисаних честица које у процесу интеракције производи ненаелектрисано јонизујуће зрачење у елементу масе dm . Мерна јединица за ову величину назива се *Греј* (*Gray*): 1 Gy = 1 J/kg.

Апсорбована доза, D , представља количник средње енергије коју јонизујуће зрачење предаје одређеном елементу запремине супстанце и масе тог елемента запремине

$$D = \frac{dE}{dm} . \quad (2.9)$$

Мерна јединица ове величине такође је *Греј* ($1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$). Ово је основна величина у радијационој физици и она је физичка мера ефекта јонизујућег зрачења на неки објекат, укључујући ткива и органе људског тела (фантома), и као таква се користи при дефинисању операционих величина [ICRU 51, 1993]. Након усредњавања по ткивима или органима апсорбована доза се користи при дефинисању протекционих величина [ICRP 60, 1991; ICRP 103, 2007]. Апсорбована доза се користи и у другим областима где се ради са јонизујућим зрачењима, и дефинисана је не само за ткиво већ и за друге објекте. На пример она се користи за процену оштећења електронских компоненти изазваних космичким зрачењем у свемирским летовима и др.

Апсорбована доза, дефинисана у једначини (2.9) је одређена за једну тачку. Показано је да у људском телу, ћелија погођена зрачењем емитује сигнал (нека врста ензима) којим обавештава суседне ћелије да се са њом нешто догодило. Ова информација путује кроз ткиво и ефекат зрачења се може испољити и на некој ћелији удаљеној од оне погођене зрачењем. Овај ефекат је назван *bystander effect* (ефекат посматрача) и тренутно се интензивно проучава у радиобиологији. Поред тога, слободни хемијски радикали, створени радиоллизом воде после јонизације њеног молекула, могу дифузијом да оду далеко од места стварања и кроз ткиво да нападну молекуле ДНК неке удаљене неозрачене ћелије. Ова два ефекта су „одговорна“ за чињеницу да целокупни орган или ткиво, реагује на озрачивање, и због тога је потребно усредњити апсорбовану дозу (дефинисану за тачку у једначини 2.9) преко целог органа.

2.3. Протекционе величине

Као што је речено у претходном тексту, апсорбована доза, дефинисана за тачку у једначини (2.9) није довољно добра мера догађаја и крајњег биолошког ефекта. Зато је уведена величина средња апсорбована доза у органу или ткиву, $D_{T,R}$, под чиме се подразумева апсорбована доза усредњена преко неког органа људског тела. Дефинише се као количник укупне енергије, E_T , апсорбоване у неком органу (или ткиву) и масе тог органа, m_T тј.,

$$D_{T,R} = \frac{E_T}{m_T} \quad (2.10)$$

Јединица за средњу апсорбовану дозу у органу или ткиву је Греј, $1\text{Gy}=1\text{J/kg}$.

Показало се да коришћење средње апсорбоване дозе у органу није довољно за одређивање ризика стварања канцера на том органу после озрачивања. Разлог лежи у томе, што разне врсте зрачења стварају различиту просторну расподелу јонизација и оштећења у материјалу. Као пример пореде се гама и алфа зрачење. Гама зрачење је продорно и оно ствара ретка оштећења у људском телу, а носи енергије реда 1 MeV . Оно у ткиву ствара оштећења која могу бити удаљена и по више центиметара. За разлику од гама зрачења, алфа зрачење интензивно интерагује са материјом и ствара велики број јонизација на малом простору. Дамет алфа честица у ткиву је мањи од $100\ \mu\text{m}$, и на том растојању створи више од 100000 јонизација. Ова друга ситуација је знатно тежа за поправку него прва. Да би се ово квантитативно урачунало уведена је нова физичка величина, названа еквивалентна доза у органу или ткиву, H_T , која је сума апсорбованих доза од разних врста зрачења у ткиву, $D_{T,R}$, утежњена радијационим тежинским факторима, w_R , тј.,

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (2.11)$$

Радијациони тежински фактори су једнаки 1 за рендгенско и гама зрачење, 5 до 20 за неутроне (зависно од енергије) и 20 за алфа зрачење, Табела 9. Ово значи да је, при истој апсорбованој енергији, опасност од алфа зрачења 20 пута већа него од рендгенског и гама зрачења. Еквивалентна доза је уведена од стране ICRU Комисије, 1962. године као величина која се користи у заштити од јонизујућег зрачења. Јединица за еквивалентну дозу је *Сиверт*, $\text{Sv}=\text{J/kg}$. Еквивалентна доза је димензионо једнака апсорбованој с обзиром да је w_R бездимензиона величина.

Метод утежњавања различитих врста зрачења се користи још од раних шездесетих у оквиру дефиниције величина заштите од зрачења. Пре 1991. године утежњавање зрачења се вршило примењујући фактор квалитета зрачења користећи специфичну $Q(L)$ функцију, [ICRP 26, 1977].

Табела 9. Радијациони тежински фактори дати у ICRP публикацијама 60 (1991) и 103 (2007)

Врста и енергија зрачења	Радијациони тежински фактор, w_R	
	ICRP 60 (1991)	ICRP 103 (2007)
Фотони (свих енергија)	1	1
Електрони (свих енергија) и миони	1	1
Неутрони (енергије < 10 keV)	5	Непрекидна крива која зависи од енергије неутрона (видети Слику 8 и једначину (2.13))
Неутрони (енергије 10 - 100 keV)	10	
Неутрони (енергије 0,1 - 2 MeV)	20	
Неутрони (енергије 2 - 20 MeV)	10	
Неутрони (енергије > 20 MeV)	5	
Протони (енергије > 2 MeV) и наелектрисани миони	5	2
α честице, фисиони фрагменти, тешка језгра	20	20

У [ICRP 60, 1991] радијациони тежински фактори су различито дефинисани за протекционе и операционе дозне величине коришћене у одређивању излагања. За протекционе величине је дефинисан радијациони тежински фактор w_R којим се множи апсорбована доза да би се одредили ефекти различитог зрачења. За операционе величине се задржала $Q(L)$ функција. Концепт радијационих тежинских фактора се базира на биолошким ефектима које изазивају различите врста зрачења. Биолошки ефекат који производи одређено зрачење зависи од својства депозиције енергије дуж путање наелектрисане честице. Радијационим тежинским факторима се множи апсорбована доза да би се узеле у обзир разлике између различитих типова зрачења, тј. да би се урачунале различитости у вредностима LET-а и RBE-а.

Радијациони тежински фактори, као и фактор квалитета зрачења Q су уведени ради урачунавања различите просторне расподеле створених наелектрисања (оштећења) између разних врста зрачења. Величина дефинисана преко квалитета зрачења назива се дозни еквивалент, (dose equivalent), а преко радијационих тежинских фактора еквивалентна доза (equivalent dose).

Историјски гледано вредности радијационих тежинских фактора су првобитно приказане у [ICRP 60, 1991] у оквиру дефиниција протекционих величина. Њихове вредности су дате у Табели 9.

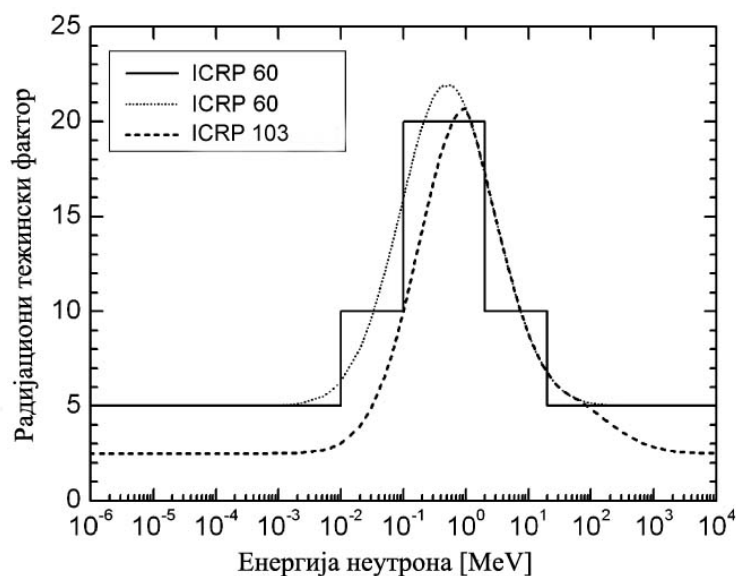
Исте вредности w_R се примењују за сва ткива и органе људског организма, независно од чињенице да конкретно поље зрачења варира услед атенуације и расејања примарног зрачења и продукције секундарног зрачења различитог квалитета. На тај начин вредност w_R се може посматрати као фактор који репрезентује квалитет зрачења усредњен по различитим ткивима и органима људског организма.

Процедура усредњавања при одређивању w_R је довела до одређених проблема, поготово у случају излагања спољашњем ниско енергетском неутронском зрачењу где секундарни електрони (зрачење са малим LET) значајно доприносе дози ткива и органа, [Dietze и Alberts, 2004]. Због тога усредњени w_R у ткиву или органу изложеном нискоенергетским неутронима зависи од позиције ткива или органа у телу и упадног правца зрачења. Овај проблем је детаљно дискутован у [ICRP 92, 2003] и у [ICPR 103, 2007] где су одређене нове вредности радијационих тежинских фактора, које су приказане у Табели 9. Све вредности у Табели 9 се односе на упадно зрачење на тело или на спољашња зрачења емитована из извора.

У Извештају 60 [ICRP 60, 1991] радијациони тежински фактори за неутроне дати су на два начина: степ функцијом приказаном на Слици 8 и континуалном функцијом коришћеном за рачунање у следећем облику

$$w_R = 5 + 17 \exp\left[\frac{-(\ln(2E_n))^2}{6}\right], \quad (2.12)$$

где је E_n енергија неутрона у MeV.



Слика 8. Радијациони тежинских фактор, w_R , за неутроне у функцији енергије неутрона. Степ функција и континуална функција дате у ICRP 60 и функција усвојена у ICRP 103.

Узимајући у обзир нова сазнања о ефектима неутронског зрачења на Слици 8 је приказана нова функција радијационих тежинских фактора коју је усвојила ICRP комисија [ICRP 103, 2007]. Актуелна континуална функција дата је у следећем облику [ICRP 103, 2007]

$$w_R = \begin{cases} 2.5 + 18.2e^{-[\ln(E_n)]^2/6} & E_n < 1\text{MeV} \\ 5 + 17e^{-[\ln(2E_n)]^2/6} & 1\text{MeV} \leq E_n \leq 50\text{MeV} \\ 2.5 + 3.25e^{-[\ln(0.04E_n)]^2/6} & E_n > 50\text{MeV} \end{cases}, \quad (2.13)$$

Показало се да ни увођење еквивалентне дозе није довољно да се опише ризик и појава канцера код озрачене особе. Разлог је што су органи људског тела различито осетљиви на зрачење, и да би се то урачунало, уведена је величина ефективна доза, E , која је једнака суми еквивалентних доза по органима и ткивима, усредњена са такозваним ткивним тежинским факторима, w_T тј.,

$$E = \sum_T w_T H_T \quad (2.14)$$

У циљу дефинисања ефективне дозе, људско тело је подељено у *главне органе* и *остатак*, Табела 10. Сви органи остатка се третирају као један орган и користи се средња доза у овим органима (осим у случају екстремно високих доза у појединим органима, када је приступ другачији). Сумирање у једначини (2.6) се врши по свим главним органима и ткивима T , и остатку који се третира као један орган. SI јединица за ефективну дозу је *Сиверт*, S_V , иста као и за еквивалентну дозу, што може да створи забуну у пракси.

Ткивни тежински фактор, w_T , има специфичне вредности за различите врсте ткива и органа и јавља се као последица различите осетљивости ткива и органа у људском телу на зрачење. w_T вредности предложене од стране [ICRP 26, 1977], су базиране на ризику смртних случаја услед канцера и озбиљних наследних болести у прве две генерације.

Ткивни тежински фактор за неки орган је вероватноћа појаве канцера на том органу, под претпоставком да је цело човечје тело униформно озрачено; они су изведени из студија популације преживеле атомско бомбардовање у Хирошими и Нагасакију на крају Другог светског рата. Органи код којих је учесталост канцера већа од 1 % су укључени у главне органе, док су остали укључени у остатак. Органи остатка су адреналне жлезде, екстратораксни регион, жучна кеса, срце, бубрези, лимфни систем и чворови, орална мукоза, панкреас, простата, мала црева, слезина римус, утерус/цервикс и др.

Табела 10. Ткивни тежински фактори дати у ICRP публикацијама 60 (1991) и 103 (2007)

Ткиво	Ткивни тежински фактор, w_T	
	ICRP 60 (1991)	ICRP 103 (2007)
Коштана срж	0.01	0.12
Бешика	0.05	0.04
Дојке/груди	0.05	0.12
Дебело црево	0.12	0.12
Гонаде	0.20	0.08
Јетра	0.05	0.04
Плућа	0.12	0.12
Једњак	0.05	0.04
Црвена коштана срж	0.12	-
Кожа	0.01	0.01
Стомак	1.12	0.12
Тироида	0.05	0.04
Површина костију	-	0.01
Мозак	-	0.01
Пљувачне жлезде	-	0.01
Остатак	0.05	0.12

У прошлом периоду дошло је до извесних измена вредности ткивних тежинских фактора, што је дато у Табели 10. На пример, првобитно је ткивни тежински фактор за гонаде (репродуктивне мушке и женске полне ћелије) одређен као 0.33. Касније се показало да је број генетских ефеката мањи, па је овај фактор смањен прво на 0.2 [ICRP 60, 1991], а потом и на 0.08 [ICRP 103, 2007], док су фактори за друге органе су нешто повећани. На промену вредности ткивних тежинских фактора утицали су и новији подаци добијени из бившег СССР-а и други базирани на опширнијим епидемиолошким студијама. Очекују се даље промене, нарочито повећање ткивног тежинског фактора за тироиду (штитасту жлезду).

Године 2007, ICRP комисија усвојила нове вредности ткивних тежинских фактора, узимајући у обзир нова сазнања о ефектима јонизујућих зрачења, [ICRP 103, 2007]. Овакав приступ даје много прикладнију базу за одређивање штетног утицаја зрачења на здравље људи. У Табели 10 су приказани актуелни ткивни тежински фактори, [ICRP 103, 2007].

У Табели 11 су дате границе дозе према препорукама датим у ICRP публикацијама 60 (1991) и 116 (2010).

Табела 11. Препоручене границе доза у ICRP публикацијама 60 (1991) и 116 (2010)

Годишње границе доза (mSv)	Запослена лица		Становништво
	ICRP 60	ICRP 116	ICRP 60 и 116
Ефективна доза	20*	20*	1
Екв. доза за очно сочиво	150	20*	15
Екв. доза за кожу	500	500	50
Екв. доза за екстремитете	500	150	-

*20 mSv просечно годишње за период од 5 година, при чему је дозвољено максимално 50 mSv у току једне године у овом периоду

У заштити од зрачења, ефективна доза је дозиметријска величина преко које се квантификује ризик од излагања јонизујућим зрачењима. Границе излагања, засноване на концепту прихватљивог ризика, су дефинисане управо преко ове величине. Овде се појављује проблем немерљивости ефективне дозе, јер је за њено одређивање потребно познавање апсорбованих доза у органима људског тела, што се не може постићи директним мерењима. Ефективна доза се зато процењује на основу измерених вредности операционих дозиметријских величина или математичких модела. Математички модели омогућују израчунавање доза у органима на основу познате просторно енергетске угаоне расподеле зрачења. Такви модели се називају дозиметријски модели.

2.4. Операционе величине

Познавање ефективне дозе најбоље описује озраченост неког појединца, али је мерење ове величине практично немогуће. Због тога је развијен скуп мерљивих величина, које су назване *операционе величине*, и које омогућују процену ефективне дозе на основу мерења. У овој групи има три величине и то су *амбијентални дозни еквивалент*, *управљени дозни еквивалент* и *лични дозни еквивалент*, [ICRP 60, 1991].

За потребе дефинисања операционих величина, ICRU је увела концепт проширења и усмерења поља зрачења. Проширено поље зрачења је дефинисано као хипотетичко поље у коме флуенс и његова угаоно енергетска расподела имају исту вредност у запремини од интереса као и реално поље у датој тачки. Проширено и усмерено поље зрачења је хипотетичко поље чији је флуенс и његова енергетска дистрибуција иста као и код проширеног поља, али је флуенс једнодирекциони. Поред овога, ICRU је увела и појам ICRU сфере, под чиме је дефинисана сфера полупречника 15 cm испуњена ткиву еквивалентним материјалом густине 1 g/cm³. Материја која има исти елементални састав као и меко ткиво: 76,2 % кисеоника, 11,1 % угљеника, 10,1 % водоника и 2,6 % азота (масени удели) назива се

тквивеквивалентна. Поред сфере, дефинисана је и ICRU плоча сачињена такође од тквивеквивалентног материјала, димензија $30 \times 30 \times 15 \text{ cm}^3$ која симулира труп човека – представља фантом трупа. Дефинисани су и још неки фантоми, као за прст, ручни зглоб и др. Поред реалних фантома постоје и антрополошки математички фантоми, где су сви органи људског тела описани као геометријска тела у простору.

Амбијентални дозни еквивалент, $H^*(d)$, у некој тачки поља зрачења је дозни еквивалент који би се произвео у одговарајућем проширеном и усмереном пољу у ICRU сфери на дубини d , на радијусу супротном од правца усмереног поља. Препоручене вредности за d су 10 mm за продорно и 0.07 mm за слабопродорно зрачење.

Дирекциони дозни еквивалент, $H'(d, \vec{\Omega})$, у тачки поља зрачења је дозни еквивалент који би се произвео у одговарајућем проширеном пољу у ICRU сфери на дубини d , на радијусу у специфицираном правцу $\vec{\Omega}$. Као и претходном случају препоручене вредности за d су 10 mm за продорно и 0.07 mm за слабопродорно зрачење.

Лични дозни еквивалент, $H_p(d)$, дефинише се за људско тело, и мења се од појединца до појединца, као и са местом посматрања на датом телу. Због тога је ово вишевредносна величина.

Инструменти за мерење доза зрачења се данас калибришу према амбијенталном дозном еквиваленту и то је величина која се мери у пракси. *Одређени су конверзиони коефицијенти између ефективне дозе и операционих величина за разне органе, разне геометрије озрачивања и више врста зрачења.* Конверзиони коефицијенти су прорачунати коришћењем рачунарских транспортних програма и одговарајућих математичких модела. Ови коефицијенти су дати у облику графика и табела у ICRP публикацијама и служе за прорачун ефективне дозе на основу измерених величина. Конверзиони коефицијенти су одређени и између осталих физичких, протекционих и операционих величина, [ICRP 74, 1997].

3. ПРЕГЛЕД СТАЊА У ОБЛАСТИ ДЕТЕКЦИЈЕ И ДОЗИМЕТРИЈЕ НЕУТРОНА

Методe детекције неутрона у великој мери зависе од њихове енергије и због тога је потребно одвојено разматрати термалне (споре) и брзе неутроне. Методe детекције и дозиметрије неутрона деле се на активне (јонизационе коморе, пропорционални бројачи, сцинтилациони детектори и други електронски уређаји) и пасивне методe (траг детектори, термолуминисцентни детектори - TLD, оптички стимулисана луминисценција - OSL детектори итд.) које не захтевају директно и непрекидно напајање, [Knoll, 2000].

Детекција спорих и термалних неутрона се заснива на (n, p) и (n, α) реакцијама; користе се јонизационе коморе и пропорционални бројачи пуњени гасом BF_3 , неким другим боровим једињењем или 3He .

За мерење брзих неутрона најчешће се користе узмакнута језгра створена у еластичним расејањима неутрона на лаким метама (1H , 2H , 3He , 4He , ...) у сцинтилационим детекторима. Импулси настали успоравањем узмакнутих протона се обично посматрају користећи сцинтилационе материјале богате водоником, као што је пластика или органска течност. Тако, сцинтилатор служи и као протонска мета за неутроне и као детектор узмакнутих протона, [Kraue, 1987].

Познавање неутронског спектра је посебно значајно јер биолошки ефекти изазвани неутронима зависе од њихове енергије. Ово се огледа у великој зависности радијационог тежинског фактора за неутроне од њихове енергије [ICRP 60, 1991; ICRP 103, 2007]. У сврху заштите од зрачења или даљег коришћења неутрона одређивање спектра је неизбежан задатак. Најчешће коришћени неутронски спектрометар је систем Бонерових сфера [Garny и др, 2011].

3.1. Албедo дозиметрија

До сада је пронађен само један дозиметар неутрона, који даје задовољавајући одговор у целокупном енергетском опсегу неутрона. То је тзв. албедo дозиметар који се заснива на детекцији неутрона расејаних у интеракцији са људским телом користећи термолуминисцентни детектор.

Још од времена увођења албедo дозиметара [Preston, 1968] крајем 1960-их они су постали један од најпопуларнијих личних неутронских дозиметара који се још увек користе [Draaisma и Verhagen, 2002; Schwartz и Eisenhauer, 2002, Martins и др, 2010]. Неутрони који

продру у људско тело ће бити успорени и расејани у интеракцијама са језгрима атома у телу. У овим процесима ствара се флуks термалних и нискоенергетских неутрона, који напуштају предњу страну тела и који се називају алbedo неутрони [Piesch и Burgkhardt, 1985; Durrani и Bull, 1987]. Одговарајућим мерењима алbedo неутрона, дозиметром који се носи близу површине тела, и који се назива алbedo дозиметар, могуће је проценити еквивалентну дозу изазвану инцидентним неутронима. Овај поступак се назива алbedo неутронска дозиметрија. Алbedo неутронски дозиметри индиректно мере неутроне расејане у интеракцији са људским телом. У поређењу са другим личним дозиметрима за брзе неутроне алbedo дозиметри показују већу енергетску зависност одговора који се мења и за неколико редова величина од термалних до MeV-ских неутрона. За детекцију алbedo неутрона често се користи ${}^6\text{LiF}$, заснован на термолуминисцентним детекторима - ТЛД, услед низа предности као што су ниска цена, једноставна процедура читавања, велики одговор за термалне неутроне и поновно коришћење.

Конфигурација која садржи траг детектор и ТЛД има два значајна проблема, а то су велика осетљивост на фотоне и комплексна опрема неходна за читавање траг детектора и ТЛД.

Luszk-Bhadra и др (1993) предложили су алbedo конфигурацију у којој се одговарајући конвертери, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ или ${}^{14}\text{N}$, умећу између тела и PADC траг детектора. PADC детектор региструје наелектрисане честице које избијају са конвертера као резултат (n, p) и (n, α) реакција узрокованих ниско енергетским неутронима расејаним од тела. Добро је познато да док се одговор алbedo дозиметра смањује са енергијом неутрона и драматично пада изнад 0.1 MeV, одговор PADC детектора (након хемијског или електрохемијског нагризања) изложеног директном неутронском пољу показује праг на 0.05-0.1 MeV затим расте са енергијом и достиже максимум на око 2 MeV [Bedogni и др, 2008; 2009].

3.2. Дозиметрија неутрона на бази детектора CR-39

Међу данас коришћеним пасивним личним неутронским дозиметрима, траг детектори се сматрају једном од најперспективнијих техника још од времена њиховог открића, [Espinosa и др, 2013]. Примену траг детектора у неутронској дозиметрији први су описали Walker и др. (1963). Један од најчешће коришћених нуклеарних траг детектора је CR-39. CR-39 је веома распрострањен лични дозиметар за термалне и брзе неутроне [Fleischer и др, 1975; Cartwright и др, 1978; Tommasino и др, 1980a; 1980b; Tommasino и Harrison, 1985; Cross, 1986; Matiullah и Durani, 1987; Piesch и др, 1989; Matiullah и др, 1990; Bordy и др, 1991; Fernández и др, 1991; Пис и др, 1995; Jamil и др, 1997; Palfalvi и Sajo-Bohus, 1997; Dörschel и др, 1999a;

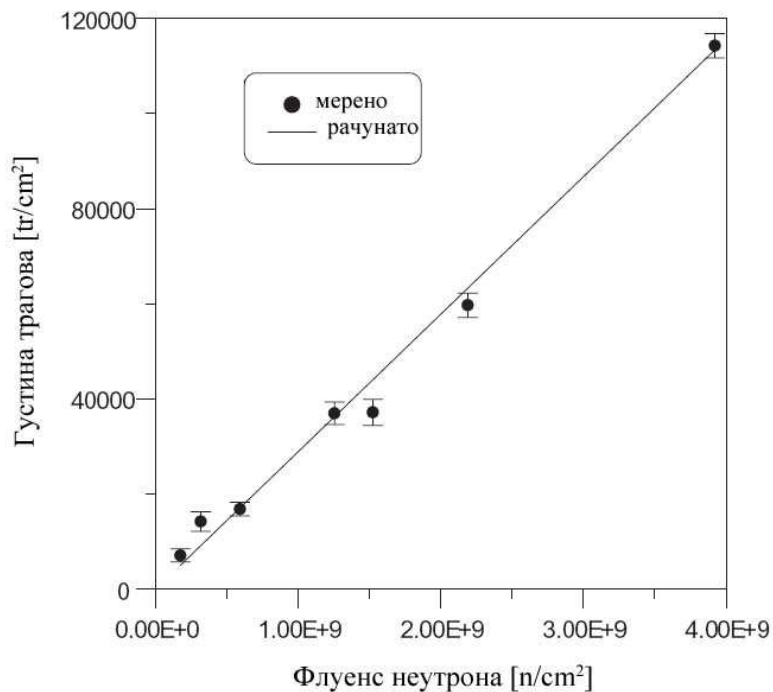
Hermesdorf и др, 1999; Khan и др, 2001; Tanner и др, 2001; El-Sersy и др, 2004; García и др, 2005; Bedogni и др, 2008; 2009; El-Sersy, 2010; Deevband и др, 2011; Saint Martin и др, 2011; Castillo и др, 2013]. Међу бројним предностима најважнија је његова велика осетљивост на протоне, а велика неосетљивост на гама и X зрачење. Зато се CR-39 и разматра као најпогоднији кандидат за примену у личној неутронској дозиметрији. При интеракцији брзих неутрона са атомима CR-39 детектора ($C_{12}H_{18}O_7$) производе се узмакнута језгра (водоника, кисеоника и угљеника) услед расејања као и секундарне наелектрисане честице (α честице, протони) у нуклеарним реакцијама. Ове наелектрисане честице доприносе одговору CR-39 детектора. Међутим неће свака наелектрисана честица произвести видљив траг већ само оне које задовољавају праг и утврђени енергетски опсег детектора. На пример, протонски трагови се могу регистровати у детектору CR-39 ако имају праг енергије 100 keV [Fleishner и др, 1975; Griffith и др, 1981; Ryu и Fink, 2004].

Секундарне наелектрисане честице и узмакнута језгра остављају оштећења при проласку кроз детекторски материјал, која се називају “латентни трагови”. Ови трагови су производ прекида молекуларних ланаца и повезани су са стварањем слободних радикала [Marletta, 1999; Nouh и др, 2003]. Попречне димензије латентних трагова су до 10 nm, тако да се могу видети само под електронским микроскопом. Траг се може визуелизирати (учинити видљивим) под оптичким микроскопом, ако се делује агресивним хемијским агенсом као што је на пример водени раствор NaOH или KOH. Услед веће хемијске активности, раствор нагриза оштећени део више него неоштећени, тако да се латентни траг знатно увећава и може се посматрати обичним оптичким микроскопом [Nikezić и Yu, 2004]. Бројањем видљивих трагова, тј. одређивањем густине, процењује се неутронска доза.

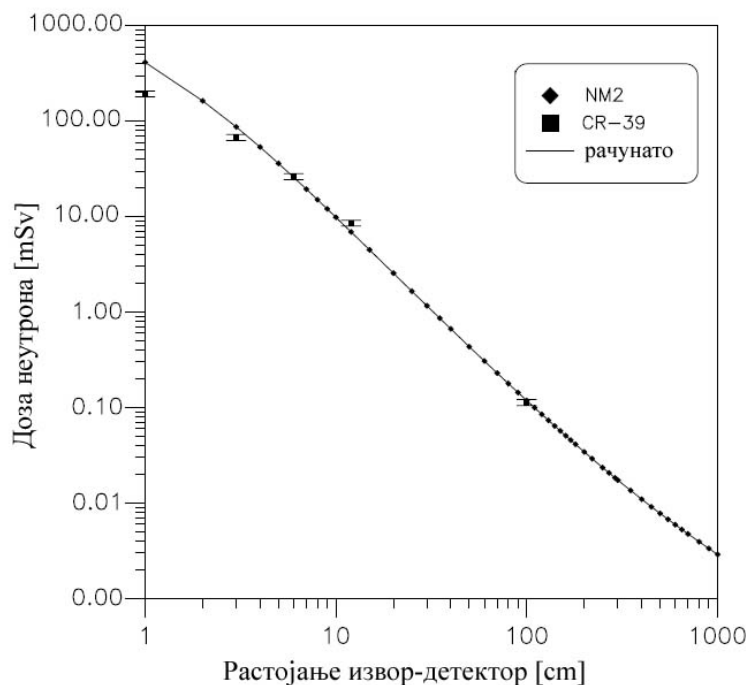
Густина трагова и геометријски параметри трагова зависе од процеса формирања трага, који је одређен типом честице као и условима нагризања примењеним у развоју латентних трагова [Tommasino и Harrison, 1985]. Публиковано је доста теоријских и практичних радови који се тичу одговора CR-39 детектора на брзе неутроне. Ови радови разматрају допринос од H, C и O узмака [Jamil и др, 1997]. У енергетском опсегу неутрона 0.1–19 MeV проучавана је линеарна зависност дозног еквивалента и одговора детектора изражена преко густине трагова [Matiullah и др, 1990]. Ефикасност CR-39 детектора за регистровање брзих неутрона је мерена и упоређивана са израчунатим.

El-Sersy и др. су показали добро слагање између израчунатих и измерених вредности ефикасности CR-39 детектора за неутроне из цилиндричног Am-Be извора на малим растојањима (≤ 90 cm), [El-Sersy и др, 2004]. Они су добили добро слагање између мерених и рачунатих густина трагова у функцији неутронског флуенса, Слика 9. Такође се добро слажу

рачунате неутронске дозе са дозама измереним помоћу траг детектора и монитора неутрона, Слика 10.

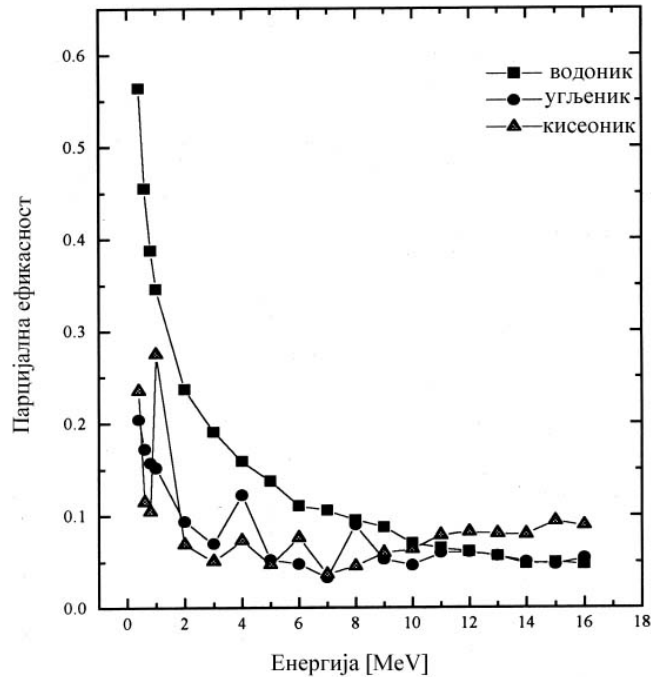


Слика 9. Рачуната и мерена густина трагова у функцији флуенса неутрона, [El-Sersy и др, 2004].

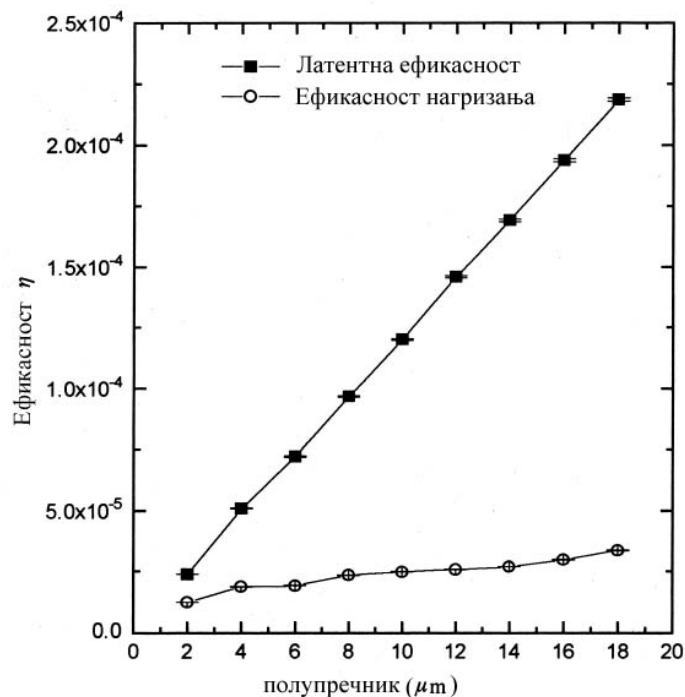


Слика 10. Еквивалентна доза неутрона у функцији растојања извор-детектор, [El-Sersy и др, 2004].

Кхан и др. развили су компјутерски програм базиран на Монте Карло методи, написан у C⁺⁺ програмском језику, који проучава одговор CR-39 детектора на брзе неутроне, [Кхан и др, 2001]. Резултати њиховог рада су приказани на Сликама 11 и 12 за CR-39 дозиметар облика сферне љуске са неутронским извором у центру сфере. Нађено је да ефикасност регистровања зависи од енергије неутрона као и дебљине детектора, Сlike 11 и 12.



Слика 11. Релативни допринос сваког од конституената CR-39 детектора латентној ефикасности у функцији енергије неутрона, [Кхан и др, 2001].



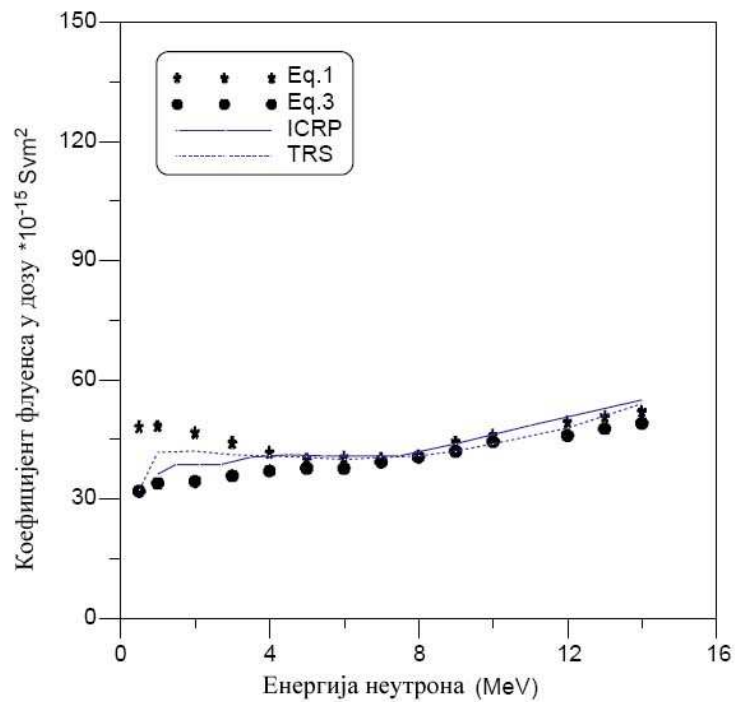
Слика 12. Латентна ефикасност и ефикасност нагривања CR-39 детектора у функцији дебљине детектора, [Кхан и др, 2001].

На Слици 11 приказан је парцијални допринос сваког од конституената CR-39 латентној ефикасности. Са слике се види да је за енергије неутрона > 1 MeV око 50% доприноса услед C и O узмака. Међутим, при нагризању трагови угљеника и кисеоника неће постати видљиви јер немају довољно енергије да пређу енергетски праг. На Слици 12 приказана је латентна ефикасност и ефикасност нагризања CR-39 детектора у функцији дебљине детектора. Ефикасност детекције је рачуната за неутроне енергије 14.8 MeV у функцији дебљине детектора, уводећи додатне концентричне љуске дебљина 2 μm око неутронског извора. Са слике се јасно види да ефикасност расте порастом дебљине детектора. То је и очекивано зато што са порастом дебљине детектора расте и укупан број интеракција који резултује повећањем ефикасности детектора. Очигледно је да обе криве линеарно расту са дебљином детектора али нагиб криве ефикасности нагризања је много блажи јер неће сви латентни трагови постати видљиви након нагризања.

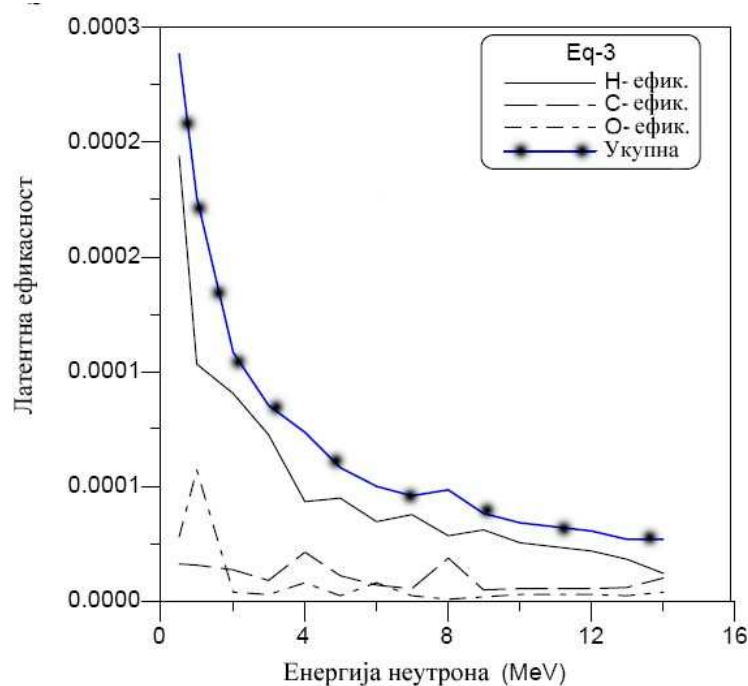
Користећи MCNP Tanner и др. (2001) су одредили одговор личног неутронског дозиметра у широком енергетском опсегу неутрона од термалних до 15 MeV. Bedogni и др. (2009) су предложили као лични неутронски дозиметар CR-39 детектор спојен са боровим конвертером, при чему су упоређени експериментални резултати са резултатима MCNP-4C симулација. Конвертери као што су Li и B се користе да би се побољшала осетљивост CR-39 детектора као дозиметра термалних неутрона [Pisic и др, 1995; Palfalvi и Sajo-Bohus, 1997]. Термални неутрони производе трагове у CR-39 преко наелектрисаних честица створених у конвертеру у реакцијама ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$ и ${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}$.

El-Sersy (2010) је рачунао ефикасност детекције CR-39 детектора за брзе неутроне користећи различите теоријске приступе и одредио је конверзиони коефицијент флуенса у дозу. Коришћени приступи узимају у обзир интеракцију неутрона са конституентима детектора. Такође је проучавао зависност ефикасности детекције од енергије неутрона и времена нагризања. Дозу неутрона је рачунао као функцију енергије неутрона у опсегу 0.5-14 MeV користећи вредности зауставне моћи за сваку узмаклу честицу у CR-39 детектору. Израчунати конверзиони коефицијент флуенса у дозу слаже се са публикованим вредностима [ICRP 74, 1997; Burger и Schwaster, 1988], Слика 13.

El-Sersy (2010) је такође рачунао укупну као и парцијалне латентне ефикасности CR-39 детектора на дубини 10 μm , Слика 14.



Слика 13. Поређење рачунатих и публикованих вредности конверзионог коефицијента флуенса у дозу, [El-Sersy, 2010].



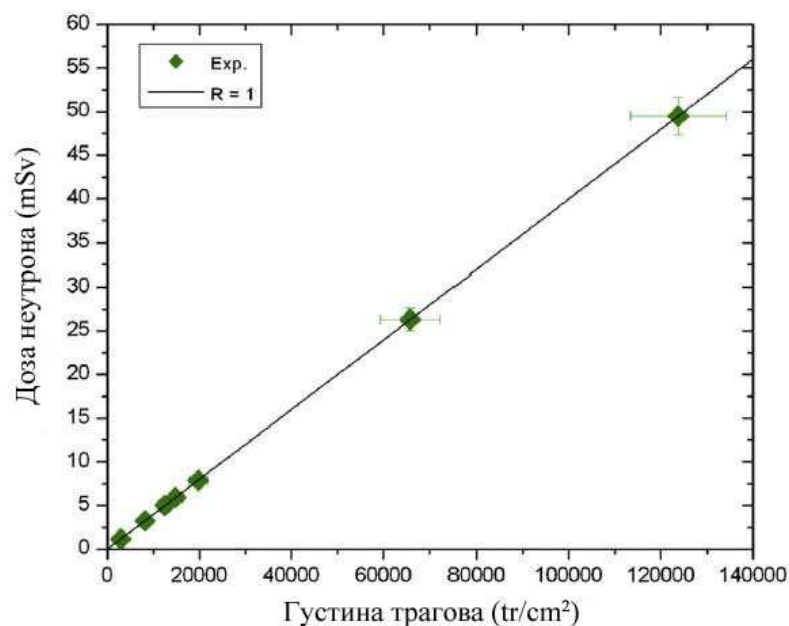
Слика 14. Укупна и парцијална латентна ефикасност CR-39 детектора на дубини 10 μm, [El-Sersy, 2010].

Deevband и др. (2011) симулирали су озрачивање CR-39 детектора извором неутрона (од 0.2 до 14 MeV) на растојању 100 cm, узевши су у обзир све значајне интеракције брзих неутрона са атомима детектора. Резултати симулација показују значајан допринос ефикасности CR-39 детектора услед Н, С и О узмака, што је у сагласности са претходно

публикованим резултатима [Jamil и др, 1997; Khan и др, 2001]. Циљ рада је проучавање поузданости одговора детектора на брзе неутроне из цилиндричног извора као реалног. Користећи MCNPX симулиране су латентна ефикасност и ефикасност нагризања. Детектори су озрачени $^{241}\text{Am-Be}$ извором као и извором обложеном полиетиленском сфером као модератором, а затим су електрохемијски нагризани. Добијено је добро слагање експерименталних и симулационих резултата густине трагова, [Deevband и др, 2011].

Saint Martin и др. су у циљу дозиметрије Am-Be извора калибрисали уређај који покрива опсег дозе од 0 до 3.1 mSv, а састоји се из CR-39 детектора и полиетилена и поливинил хлорида. Они су мерили зависност густине трагова и дозе неутрона, а затим су фитовали податке и добили криву линеарне зависности. Такође су одредили калибрациони коефицијент који има вредност (2084 ± 341) и (3130 ± 428) tracks/(cm²·mSv) за дебљину детектора 1 и 0.25 mm, респективно [Saint Martin и др, 2011].

Castillo и др. (2013) су оптимизовали параметре хемијског нагризања (температура, време нагризања, концентрација раствора итд.) за CR-39 детектор као дозиметар брзих неутрона. Узорци CR-39 прекривени полиетиленским фолијама изложени су $^{241}\text{Am-Be}$ извору у различитим временским интервалима. Полиетилен служи као извор протона јер се они производе у (n, p) реакцијама [García и др, 2005], а претходно је установљено да CR-39 детектор има добар одговор на протоне у опсегу од 0.92 до 9.28 MeV [Sinianian и др, 2011]. После низа процеса хемијског нагризања детектора за различите параметре пронађене су оптималне карактеристике, а то су раствор 6N KOH, 60 °C и 12 h, [Castillo и др, 2013]. На Слици 15 је представљена зависност дозе и густине трагова која се слаже претходно публикованим у [Saint Martin и др, 2011].



Слика 15. Густина трагова у функцији дозе неутрона из Am-Be извора, [Castillo и др, 2013]

Castillo и др. показују да је могуће на традиционалан начин корелисати густину трагова са дозом неутрона и флуенсом. Експериментални резултати указују на потенцијал коришћења CR-39 детектора као детектора брзих неутрона у заштити од зрачења у објектима где се користе радиоактивни јонски снопови као и акцелератори.

Многи аутори су публиковали радове који се односе на електрохемијско нагризање у циљу побољшања дозиметријских особина CR-39 детектора, [Piesch и др, 1989; Fernández и др, 1991; Dörschel и др, 1999a]. Технику електрохемијског нагризања открили су Tommasino и др. почетком 1980-их где се применом електричног поља током хемијског нагризања добијају трагови видљиви голим оком [Tommasino и др, 1980a; 1980b].

4. НУКЛЕАРНИ ТРАГ ДЕТЕКТОРИ

4.1. Историја нуклеарних траг детектора

Историја нуклеарних траг детектора почиње 1958. године када је Young [Young, 1958] открио да ако се LiF кристал држи у контакту са уранском фолијом и озрачује термалним неутронима створиће се трагови након третмана агресивним хемијским раствором. Број ових трагова показивао је потпуну везу са процењеним бројем фисионих продуката из уранске фолије који су узмакли у кристалу.

Годину дана касније Silk и Barnes су саопштили своје запажање ових оштећених области у лискуну користећи трансмисиони електронски микроскоп где су трагови изгледали као људска влас, [Silk и Barnes, 1959].

Током раних 1960-их тим који су сачињавали Fleischer, Price и Walker започео је опсежна истраживања овог ефекта. Они су проширили технику нагризања коју је развио Young (при чему им је његов рад био непознат у то време) у лискуну и у многим другим материјалима као што су стакла, пластике и различити минерални кристали, [Fleischer и др, 1965].

Ране студије су показале да су ти нагрижени трагови:

1. произведени само тешким јонизујућим честицама (тј. алфа честицама у случају пластике и фисионим продуктима у случају кристала);
2. произведени само у електричним изолаторима и чистим полупроводницима
3. стабилни чак и када се изложе великим дозама X-зрачења, β -честица, ултраљубичастиог зрачења итд. Касније је показано да високе дозе ових зрачења мењају карактеристике нуклеарних траг детектора.

Овим је започео развој ове научне области и публикован је велики број научних радова и неколико књига [Fleischer и др, 1975; Duranni и Bull, 1987; Durrani и Ilic, 1997; Fleisher, 1998].

4.2. Физичко-хемијске карактеристике

Тешке наелектрисане честице као што су алфа честице, лаки и тешки јони или физиони производи изазивају интензивну јонизацију када прођу кроз материју. Тако, на пример, алфа честица енергије 6 MeV креира око 150 000 јонских парова у целулоза нитрату. Пошто је домет 6 MeV алфа честице у овом материјалу 40 μm то значи да она произведе 3700 јонских парова по микрометру. Алфа честица јонизује скоро све молекуле у околини своје путање. Ова примарна јонизација повлачи серију нових хемијских процеса који стварају слободне хемијске радикале и друге хемијске врсте. Као што је већ речено област дуж путање честице назива се латентни траг, док се поступак нагризања детектора назива визуелизација.

Поред детектора CR-39 други често коришћени нуклеарни траг детектор је целулоза нитрат познат по свом комерцијалном имену LR 115 ($\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_9\text{N}_2$). У употреби су и други детектори као што је Макрофол ($\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3$), такође заснован на поли-алил-дикликол карбонату. Густине детектора CR-39, LR 115 и Макрофола су 1.32, 1.4 и 1.2 g/cm^3 , респективно.

Иако је ефекат трага одавно и релативно добро познат, не постоји јединствена теорија која објашњава процес формирања трага. Најпознатија од ових теорија је експлозија јона (ion explosion), [Duranni и Bull, 1987], по којој дуж трага честице остане велика број позитивних јона (јер су електрони створени у примарној јонизацији напустили област латентног трага) који се услед електростатичког одбијања разлете на разне стране. Међутим, ни ова, а ни једна друга теорија нису у могућности да израчунају чак ни најосновније параметре трага, као што је на пример енергетски праг и сл. Основни физички процеси у којима иницијална честица губи енергију су јонизација и екситација. Прва физичка фаза у којој иницијална честица преда своју енергију атомима који окружују њену путању је веома кратка; заустављање честице се дешава у времену реда пикосекунде. Слободни електрони креирани у овим примарним интеракцијама успоравају се кроз серију јонизација и екситација и креирају све више и више електрона. Неки од ових електрона могу отићи много даље од путање иницијалне честице креирајући тзв. делта зраке (δ зраке). Велики број слободних електрона и оштећених молекула креира се близу трага честице.

У другој физичко-хемијској фази, нове хемијске врсте креирају се интеракцијом оштећених молекула. Интеракције нових хемијских врста са раствором који се користи за нагризање су интензивније него оне са неоштећеним детекторским материјалом. Није

потпуно познато које се хемијске врсте формирају после проласка честице кроз детекторски материјал као ни природа оштећења.

4.3. Геометрија раста трага

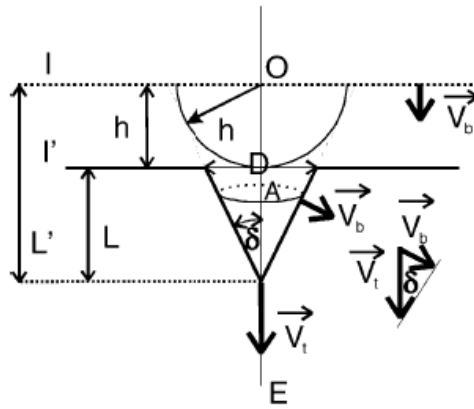
4.3.1. Основни појмови геометрије раста трага

Један од изазова који су привукли значајну пажњу био формални опис развоја трага, то јест, раста трага. Природа проблема је прилично геометријска. Поред тога, постоје теорије које описују физички аспект формирања трага. Међутим, не постоји ниједна комплетна теорија која задовољавајући објашњава формирање трагова и прорачунава параметре везане за трагове.

Формирање трага је одређено истовременим деловањем две брзине нагризања, V_b and V_t , које је увео Fleischer [Fleischer и др, 1965]. Од раног почетка науке о траговима формални опис развоја трага је привукао велику пажњу. Брзина нагризања материје V_b је брзина нагризања неоштећене детекторске површине, док је V_t брзина нагризања дуж латентног трага. Обе брзине се најчешће изражавају у јединици $\mu\text{m}/\text{h}$. Дефинише се однос $V = V_t / V_b$ и да би дошло до развоја трага мора бити задовољен услов $V > 1$ за нормалан упад и $V \sin(\theta) > 1$ за кос упад, где је θ угао упада честице у односу на површину детектора.

Најједноставнији случај развоја трага претставља случај када инцидентна честица улази у детектор под правим углом у односу на површину детектора као што је приказано на Слици 16. На Слици 16, I је иницијална детекторска површина, I' је површина после нагризања, V_t је брзина нагризања дуж путање честица (track etch rate), а V_b је брзина нагризања неоштећене детекторске површине (bulk etch rate), O је улазна тачка док је E крајња тачка до које је честице доспела у детекторском материјалу и $OE=R$ је домет честице у детекторском материјалу. Растојање између I и I' једнако је h , односно то је дебљина слоја скинута нагризањем, L' је укупно растојање које пређе раствор који нагриза, а L је дубина трага.

Развој трага је аналоган простирању таласа. Према Хајгенсовом принципу свака тачка на коју наилази талас је извор новог сферног таласа. У случају развоја трага, хемисфера са радијусом $h = V_b t$ (t је време нагризања) се формира око сваке тачке на детекторској површини, осим у правцу путање честице где раствор напредује брзином V_t , [Nikezic и Yu, 2004].



Слика 16. Геометрија развоја трага. Упадни угао честице је нормалан на детекторску површину и V_t је константно.

Развој трага је одређен односом $V = V_t / V_b$ и формирање трага није могуће уколико је V је мање или једнако 1. Другим речима, услов $V > 1$ мора бити испуњен да би се формирао траг. Угао δ зове се локални угао развоја. Из сличности троуглова са Слике 16, може се уочити да је:

$$\sin \delta = \frac{1}{V} \quad (4.1)$$

Као што је раније поменуто, нагризање напредује у свим правцима брзином V_b , осим дуж путање честица где нагризање иде брзином V_t . У три димензије, траг је конус са углом развоја δ који се добија ротацијом зида трага око путање честице. Круг А на Слици 16 представља револуцију тачке зида трага око путање честице. Током нагризања зид трага се помера паралелно самом себи.

4.3.2. Константно V_t и упад честице под правим углом

Позивајући се на аналогију између развоја трага и ширења таласа према Хајгенсовом принципу, развој трага може се посматрати слично формирању таласа иза чамца који се креће на површини мирне воде. Разлика је у томе што талас формиран иза чамца има дводимензионалан изглед, док се траг формира као тродимензионална структура, [Nikezić и Ју, 2004]. Попречни пресек површине након нагризања Γ (Слика 16) и конуса је круг пречника D . Ради једноставности, проблем се може посматрати у две димензије као што је приказано на Слици 16.

Дубина трага дата је са:

$$L = (V_t - V_b)t \quad (4.2)$$

где је t време нагризања. Са Слике 16 се види да је

$$\tan \delta = \frac{D/2}{L} = \frac{h}{\sqrt{L^2 - h^2}} \quad (4.3)$$

Комбинујући претходне једначине дијаметра отвора трага добија се као

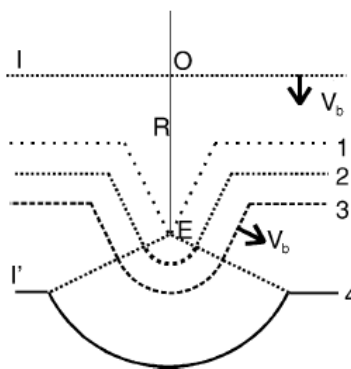
$$D = 2h \sqrt{\frac{V-1}{V+1}} \quad (4.4)$$

Ако је $V \gg 1$ из претходних једначина следи да је

$$D \cong 2h \quad (4.5)$$

На основу једначине (4.5) развијен је индиректни метод за мерење брзине V_b . Ако је V_t веома велико, што је случај када се користе тешки јони или фисиони продукти за озрачивање, скинут слој ће бити директно повезан са дијаметром отвора трага који је лако мерљив. Пошто је $h = V_b \cdot t$ лако је наћи V_b .

Током нагрзања раствор напредује ка крајњој тачки E путање честице. Детекторска површина у тренутку t_0 означена као површина 1 на Слици 17. Након тог тренутка раствор напредује у свим правцима истом брзином V_b , и одговарајући траг постаје пренагрижен. Сфера се сада формира око тачке E и облик трага је промењен у конус придружен сфери (површине 2 и 3 на Слици 17). Даљим нагрзањем, сферни део се увећава, а конусни део је све мањи и мањи. Коначно, ако нагрзање траје довољно дуго цео траг ће постати сферичан (површина 4, Слика 17).



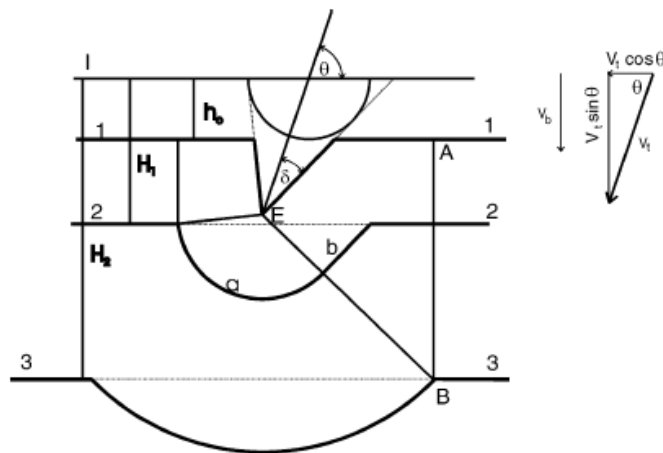
Слика 17. Три фазе у развоју трага. I је иницијална детекторска површина, O и E су улазна и крајња тачке путање честице, R је домет честице у детекторском материјала, а V_b је брзина нагрзања неоштећене детекторске површине. (1) Конусни траг, (2 и 3) зид трага је делемично конус, а делемично сфера, (4) траг је потпуно сферичан, [Nikezic и Yu, 2004].

4.3.3. Константно V_t и упад честице под косим углом

У већини реалних ситуација, инцидентна честице погађа детектор под косим упадним углом уместо правим. Типичан пример је озрачивање детектора алфа честицама емитованих радоном и његовим потомцима, где су могући сви упадни углови. Други пример је озрачивање детектора од космичког зрачења. Такође, при детекцији неутрона, узмакнута језгра и створене честице, се емитијују под различитим угловима у односу на нормалу на површину детектора. Због тога је важно да се опише раст трага за кос упад.

Овај проблем детаљно су разматрали Somogyi и Szalay (1973). Попречни пресек између трага у конусној фази и површине након нагривања је елипса и одговарајући отвор трага је елиптичан. Елипсу карактеришу велика оса D и њена мала оса d . Ова два параметра су важне карактеристике отвора трага при косом упаду. Ако је траг пренагрижен, површина након нагривања може пресецати оба и елиптични и сферни део зида трага. У том случају, контура отвора трага је сложена крива и састоји се од елипсе и круга спојених у неким тачкама. Са продуженим нагривањем, сферни део зида трага, а тиме и кружни део отвора трага су увећани. Коначно, траг постаје потпуно сферни и отвор постаје потпуно кружни.

Према Somogyi и Szalay (1973) током нагривања велика оса отвора трага пролази кроз три фазе, док мала оса пролази кроз две фазе. Аналитичке формуле за велику осу у три фазе (D_1 , D_2 и D_3) и за малу осу у две фазе (d_1 и d_2) изведене су и изражене помоћу скинутог слоја h . Услови за прелазак из једне фазе у другу исказани су преко дебљине скинутог слоја h . Somogyi и Szalay, такође означавају различите фазе осе развоја трага као D_1 , D_2 и D_3 или d_1 и d_2 . Различите фазе развоја трага за честице које погађају детектор под косим углом су приказане на Слици 18. Овде је упадни угао θ мерен у односу на детекторску површину, а h_0 је скинут слој када раствор достигне крајњу тачку, E , путање честице.



Слика 18. Фазе развоја трага за кос упад честице према раду Somogyi и Szalay (1973)

У првој фази, D_1 , контура отвора је елипса, а у трећој фази, D_3 , отвор је потпуно кружан, док је у другој фази, D_2 , то прелаз између ова два, односно, контура отвора је делимично елипса спојена са делимичним кругом. У фази d_1 , отвор је елиптичан и мала оса је мала оса елипсе. У фази d_2 , контура отвора је круг и мала оса је полупречник круга.

Формуле за израчунавање мале и велике осе отвора трага, као и услови за њихово важење су дати следећим једначинама [Somogyi и Szalay, 1973]:

$$d_1 = 2h \sqrt{\frac{v \sin \theta - 1}{v \sin \theta + 1}} \quad \text{за} \quad 0 \leq h \leq h_1 = \frac{R}{v} + R \sin \theta \quad (4.6)$$

$$d_2 = D_3 \quad \text{за} \quad h_1 \leq h \quad (4.7)$$

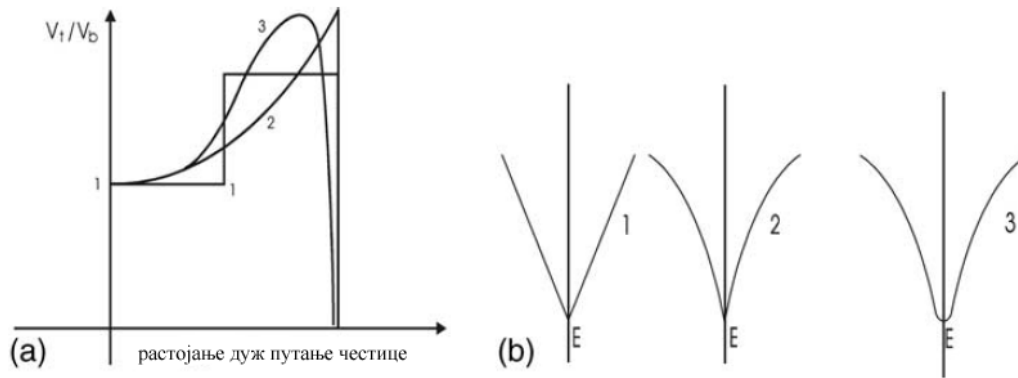
$$D_1 = 2h \frac{\sqrt{v^2 - 1}}{v \sin \theta + 1} \quad \text{за} \quad 0 \leq h \leq H_1 = \frac{R}{v} + R \frac{v \sin \theta - 1}{v - \sin \theta + \cos \theta \sqrt{v^2 - 1}} \quad (4.8)$$

$$D_2 = \frac{1}{2}(D_1 + D_3) + \left(R - \frac{h v}{v \sin \theta + 1} \right) \cos \theta \quad \text{за} \quad H_1 \leq h \leq H_2 = \frac{R}{v} + R \frac{v \sin \theta - 1}{v - \sin \theta - \cos \theta \sqrt{v^2 - 1}} \quad (4.9)$$

$$D_3 = 2 \sqrt{R \left(\sin \theta - \frac{1}{v} \right) \left[2h - R \left(\sin \theta + \frac{1}{v} \right) \right]} \quad \text{за} \quad h \geq H_2 \quad (4.10)$$

4.3.4. Геометрија раста трага за променљиво V_t

У претходном делу је представљен модел раста трага за константно V_t који су развили Somogyi и Szalay (1973). Међутим, у већини реалних случајева V_t није константно. Исти аутори развили су једначине за случај променљивог V_t . Такође су и други аутори развили сопствене моделе и методе да опишу раст трага, један од модела који ће бити представљен овде развили су Nikezić и Yu (2003a). Разлика у односу на случај за константно V_t је да зид трага не може да се опише као правилан конус, и траг је сада полу-конусна површина приказана на Слици 19(b), случај 2. Попречни пресек између површине детектора након нагризања и трага је сада сложенији од једноставне елипсе. То може да буде близу елипсе, али такође може да буде веома различит од елипсе, као што је крива облика јајета, итд. у зависности од скинутог слоја, домета и облика V_t функције.



Слика 19. (а) Промена V_t функције дуж путање честице: (1) $V_t = const$; (2) V_t је променљиво са максимумом на крају путање честице; (3) V_t је променљиво са максимумом пре, али близу краја, путање честице (то је реална ситуација). (б) Облик трага за случајеве (1), (2) и (3), респективно.

4.3.5. Различити облици V функције

Као што се из претходног текста види, за развој трага одговоран је однос $V=V_t/V_b$. Међутим, испоставило се да је мерење (одређивање) ових величина прилично тешко. При томе, одређивање брзине нагрзања неоштећене површине детектора V_b је лакши задатак него одређивање брзине нагрзања трага, V_t .

Развијено је неколико метода за одређивање V_b , који се базирају на: дијаметру трага физионих продуката (једначина 4.5), разлици маса пре и после нагрзања [Kocsis и др, 1997], директном мерењу користећи профилометар [Nikezic и Janicijevic, 2002; Yip и др, 2003] или АФМ микроскоп [Yasuda и др, 1998; Но и др, 2002], инфрацрвеној апсорпцији [Ng и др, 2004]. V_b зависи од врсте детектора, температуре, моларности и јачине раствора који нагрза, [Nikezic и Yu, 2004]. Постоје одступања између појединих метода мерења. Услед тешкоћа одређивања V_t доступно је само неколико резултата. Она се најчешће изражава у зависности од преосталог домета честице, R' , што је растојање од тачке у којој се одређује вредност брзине нагрзања трага и тачке у којој се честица зауставила.

V функције за алфа честице за детектор CR-39, које се могу наћи у литератури:

(1) Durrani и Bull (1987): $V = 1 + (11.45e^{-0.339R'} + 4e^{-0.044R'}) (1 - e^{-0.58R'})$

(2) Brun и др. (1999): $V = 1 + e^{-0.1R'+1} - e^{-R'+1.27} + e^{1.27} - e^1$

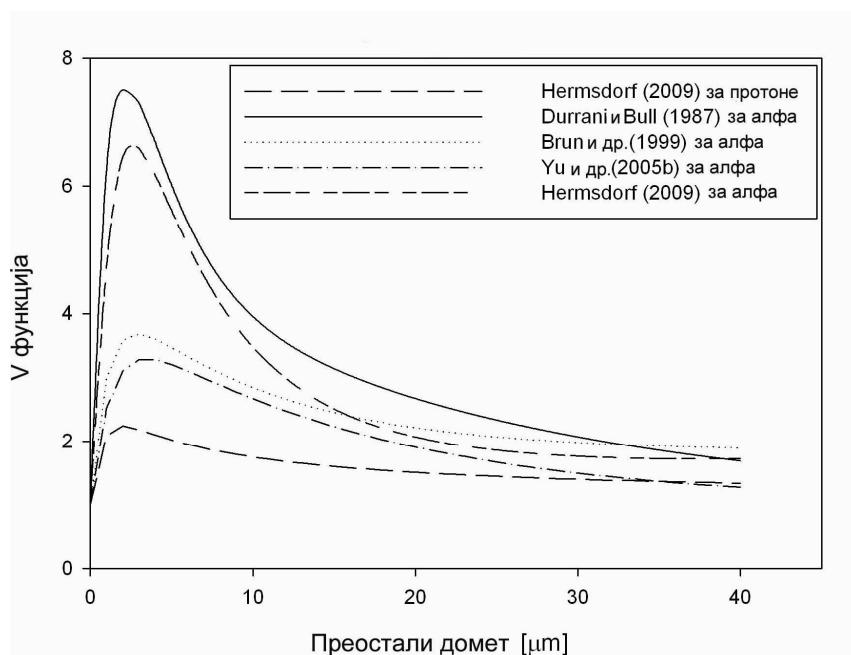
(3) Yu и др. (2005a): $V = 1 + e^{-a_2R'+a_4} - e^{-a_2R'+a_3}$ са константама $a_1=0.068$, $a_2=0.6513$, $a_3=a_4=1.1784$.

(4) Yu и др. (2005b): иста функција као (3) али са константама $a_1=0.06082$, $a_2=0.8055$, $a_3=a_4=1.119$.

(5) Hermsdorf (2009): $V = 1 + \frac{a_1}{(R'+a_2)^{b_1}} \cdot \ln(R'+a_3) \cdot (1 - e^{-R'/a_4}) + \frac{R'}{a_5}$ са константама $a_1 = 390$, $a_2 =$

$2 \mu\text{m}$, $a_3 = 1 \mu\text{m}$, $a_4 = 5 \mu\text{m}$, $a_5 = 80 \mu\text{m}$, $b_1=2.35$.

За овај рад, најзначајнија је V функција за протоне у детектору CR-39. Према раду Hermsdorf (2009) ова функција има исти облик као функција (5) са константама $a_1 = 3.4$, $a_2 = 1 \mu\text{m}$, $a_3 = 1 \mu\text{m}$, $a_4 = 0.4 \mu\text{m}$, $a_5 = 1500 \mu\text{m}$, $b_1=1$.



Слика 20. V функција за протоне и алфа честице у CR-39 детектору

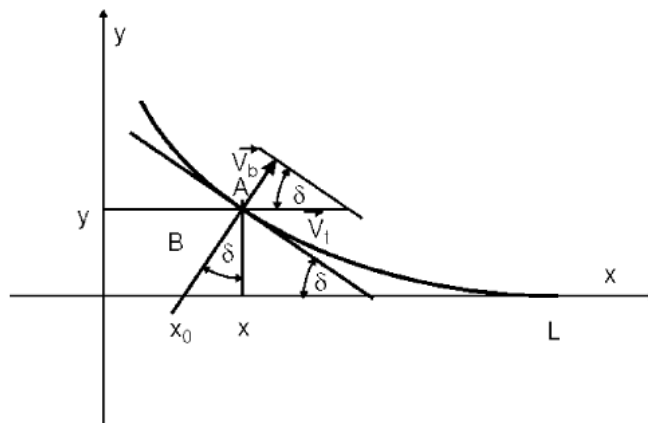
На Слици 20 представљене су V функције за детектор CR-39 у зависности од преосталог домета. Када је преостали домет једнак нули, то одговара месту заустављања честице. V функције имају облик сличан Браговим кривама јонизације и њихов максимум је близу тачке заустављања. Оштећење детекторског материјала дуж трага честице је сразмерно ЛЕТ-у, а облик V функције зависи од оштећења. Као крајњи резултат, профил трага зависи од начина на који је честица губила енергију при проласку кроз детектор. Потребан услов за стварање и развој видљивог трага да V функција у области проласка раствора буде већа од 1, односно $V_t > V_b$.

4.3.6. Модел раста трага

Постоји већи број модела раста трага, али су сви засновани на претпоставци да однос $V=V_t/V_b$ одређује развој трага. Један од модела, који се касније користи у раду је дат у раду [Nikezić и Yu, 2003a; 2004] и базиран је на диференцијалној једначини зида трага у две димензије, као

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x+yy')-1}} \tag{4.11}$$

Једначина (4.11) се лако добија из геометрије представљене на Слици 21, где је приказан нормалан упад честице, x оса је дуж путање честице, а y оса је дуж иницијалне површине детектора. Тачка A на зиду трага са координатама (x, y) је формирана повлачењем нормале из тачке x_0 на траг честице.



Слика 21. Геометрија зида трага у две димензије, [Nikezić и Yu, 2004].

Из тачке $(0,0)$ раствор путује са брзином V_t дуж x -осе (која је трајекторија честице) и стиже у тачку x_0 у тренутку t_0 . Из x_0 , раствор напредује до тачке A брзином V_b . Угао δ је угао између V_t и V_b у тачки x_0 . L је растојање које пређе раствор. Са Слике 21 се види да је

$$\delta = \arcsin\left(\frac{1}{V(x_0)}\right) \tag{4.12}$$

Једначина (4.11) је добијена из геометријског разматрања Слике 21 тј., из израза

$$y'(x) = -\tan \delta(x_0) = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x_0)-1}} \tag{4.13}$$

Са леве стране једначине (4.13) фигурише x , а са десне x_0 . Заменом у $x_0 = x - y(x) \tan(\delta)$ добија се

$$x_0 = x + y(x)y'(x) \quad (4.14)$$

У једначини (4.11) y' фигурише са обе стране једнакости и једначина се не може решити аналитички за различите облике V функције нађене у литератури [Paretzke и др, 1973; Nikezic и Yu, 2003a; 2006]. Једначина (4.11) је нумерички решена користећи методу коначних разлика, која се базира на дискретизацији функције и њеног аргумента [Nikezic и др, 2008; Milenkovic и др, 2009].

Nikezic и Yu су развили компјутерски програм у програмском језику Fortran 90 под називом TRACK_TEST, [Nikezic и Yu, 2006]. TRACK_TEST се користи за рачунање параметара (дужине велике и мале осе), цртање профила и одређивање контуре отвора трага алфа честице у LR 115 и CR-39 детектору. Резултати програма су експериментално потврђени за трагове алфа честица. Програм је једноставан за коришћење јер када се покрене води корисника кроз остатак извршења.

Nikezic и Yu су такође развили и модел простирања светлости кроз нагрижене трагове алфа честица, [Nikezic и Yu, 2008a]. У овом раду су детаљно разматрали четири различита случаја простирања светлости кроз нагрисани траг. Профил трага, оптичко појављивање и дистрибуција расејане светлости су дати за три типичне врсте трага. У раду [Nikezic и Yu, 2008b] дат је опис компјутерског програма под називом TRACK_VISION који су аутори развили за одређивање оптичких појављивања трагова у нуклеарним траг материјалима, као последице озрачивања лаким јонима и каснијим хемијским нагризањем. Претходно објављен програм, TRACK_TEST, био је полазна тачка за развој програма TRACK_VISION, који је садржао TRACK_TEST као свој подпрограм.

5. НУМЕРИЧКЕ МЕТОДЕ ПРИМЕЊЕНЕ У РАДУ

У овом раду примењене су три нумеричке технике. Једна од њих је познати Метод Монте Карло, друга је метод коначних разлика, а трећа је Њутнов метод. У овом тексту су укратко описане ове три методе. Акцент је стављен на оним елементима ових метода који су касније коришћени у раду.

5.1. Монте-Карло метод

Монте-Карло метод је нумерички метод за решавање сложених математичких, физичких, статистичких и других проблема моделовањем случајних величина. Идеја Монте Карло метода је конструисање модела који је у сагласности са стварним проблемом или је директна симулација проблема. При решавању проблема врши се велики број рачунарских експеримената тј. симулација да би се постигла захтевана тачност [Собољ, 1973; Лух и Koblinger, 1991; Manno, 1999; Dupree, 2001; Савовић, 2003].

Монте-Карло метод је постао доступан јавности 1949. године када су Von Neumann и Ulam објавили монографију *Monte-Carlo Methods*. До тада је развој овог метода био у служби пројекта *Manhattan* у оквиру кога је вршена симулација дифузије неутрона у физионом материјалу. Метод је добио име по познатом коцкарском граду у Монаку, с обзиром да је рулет један од најједноставнијих механичких уређаја за генерисање случајних (униформних) бројева.

Компликовани математички проблеми, који најчешће немају аналитичко решење, једноставно се решавају овим методом, али недостатак овог метода је велики број симулација који се врши и велики утрошак рачунарског времена. Са развојем рачунара метод Монте-Карло је добио на значају и све се више примењује у различитим областима. Из неутронске физике Монте-Карло метод временом улази у друге научне и техничке области у којима доминира стохастичка природа процеса.

Монте-Карло метод се данас интензивно користи при планирању и извођењу медицинске радиотерапије, при дизајнирању нуклеарних реактора, за испитивање структуре полимера, протеина, металних и полупроводничких танких слојева, итд.

За Монте-Карло метод је веома значајно генерисање стандардних случајних бројева од којих зависи успешност примене метода. Стандардни случајни бројеви су униформно распоређени бројеви већи или једнаки од 0 и мањи или једнаки од 1. Генератори случајних

бројева коришћени у компјутерским симулацијама су мали програми, који користећи одговарајуће алгоритме, као излаз дају стандардне случајне бројеве. Због тога се пажња посвећује математичким алгоритмима за генерисање случајних бројева. Најпознатији алгоритам за генерисање стандардних случајних бројева је мешовити конгруенцијални алгоритам.

5.1.1. *Моделовање дискретних случајних величина*

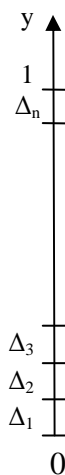
Интеракција неутрона са језгрима је случајан процес и има дискретан карактер. На пример, одабир врсте језгра са којим интерагује је дискретна случајна променљива.

Размотримо дискретну случајну величину ξ са расподелом

$$\begin{pmatrix} x_1 & x_2 & \dots & x_n \\ p_1 & p_2 & \dots & p_n \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

где је x_i реализација случајне величине, а $p_i = P\{\xi = x_i\}$ је вероватноћа реализације, [Собољ, 1973].

Да бисмо израчунали вредност те случајне величине поделимо интервал $0 \leq u < 1$ на интервале Δ_i такве да је дужина Δ_i једнака p_i , Слика 22.



Слика 22. *Моделовање дискретних случајних променљивих.*

Дискретна случајна величина ξ одређена формулом

$$\xi = x_i \text{ када } u \in \Delta_i \quad (5.2)$$

има расподелу вероватноће (5.1).

Доказ ове теореме је дат у књизи [Собољ, 1973] на страни 45.

При практичној реализацији формуле (5.2) погодно је у меморији рачунара имати подскуп вредности x_1, x_2, \dots, x_n и $p_1, p_1 + p_2, p_1 + p_2 + p_3, \dots, 1$. Да би се израчунале вредности ξ налази се вредност u , где је u случајни број. Затим се пореди u са p_1 . Ако је $u < p_1$ тада је $\xi = x_1$; ако је $u \geq p_1$ пореди се u са $p_1 + p_2$. Ако је $u < p_1 + p_2$ тада је $\xi = x_2$; ако је $u \geq p_1 + p_2$, пореди се u са $p_1 + p_2 + p_3$ итд.

5.1.2. Алгоритам за генерисање униформне расподеле у сфери

Одабир случајног изотропног правца у простору је еквивалентан генерисању тачке униформно распоређене на површини сфере. Правац у коме се емитује нека честица при радиоактивном распаду је случајан и униформан, и због тога је у овом тексту укратко описан алгоритам узорковања случајне тачке у сфери.

Елемент запремине сфере изражен у поларним координатама r, θ и φ је:

$$dV = r \sin \theta d\varphi r d\theta dr \quad (5.3)$$

Тачка $P(x, y, z)$, где су x, y и z правоугле координате, треба да има униформну расподелу у сфери, [Маппо, 1999; Савовић, 2003]. Вероватноћа униформне расподеле тачке у елементу запремине сфере dV дата је изразом:

$$f(r, \theta, \varphi) dV = f(r, \theta, \varphi) r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{dV}{\int_0^{2\pi} \int_0^R r^2 dr d\varphi \sin \theta d\theta} = \frac{3r^2 dr d\varphi \sin \theta d\theta}{4R^3 \pi} \quad (5.4)$$

Случајне променљиве r, θ и φ међусобно су независне, тако да се функције густине расподеле вероватноће могу записати у облику:

$$f(r, \theta, \varphi) = f_r(r) f_\theta(\theta) f_\varphi(\varphi) \quad (5.5)$$

где је

$$f_r(r) = \frac{3r^2}{R^3}, \quad f_\theta(\theta) = \frac{\sin \theta}{2}, \quad f_\varphi(\varphi) = \frac{1}{2\pi} \quad (5.6)$$

а функцију вероватноће у облику:

$$f(r, \theta, \varphi) dV = \frac{3r^2 dr d\varphi \sin \theta d\theta}{4R^3 \pi} = \frac{d\varphi}{2\pi} \frac{3r^2 dr}{R^3} \frac{\sin \theta d\theta}{2} \quad (5.7)$$

Случајна променљива φ добија се решавањем једначине:

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^\varphi d\varphi = u_1 \quad (5.8)$$

где је u_1 случајан број са униформном расподелом у интервалу (0,1). Решење ове једначине је:

$$\varphi = 2\pi u_1 \quad (5.9)$$

Случајна променљива θ добија се решавањем једначине:

$$\frac{1}{2} \int_0^\theta \sin\theta d\theta = u_2 \quad (5.10)$$

$$\cos\theta = 2u_2 - 1 \quad (5.11)$$

$$\theta = \arccos(2u_2 - 1) \quad (5.12)$$

где је u_2 случајан број са униформном расподелом у интервалу (0,1).

Случајна променљива r добија се решавањем једначине:

$$\frac{3}{R^3} \int_0^r r^2 dr = u_3 \quad (5.13)$$

$$r^3 = R^3 u_3 \quad (5.14)$$

$$r = \sqrt[3]{R^3 u_3} \quad (5.15)$$

где је u_3 случајан број са униформном расподелом у интервалу (0,1).

Правоугле координате тачке $P(x,y,z)$ одређују се помоћу израза:

$$x = r \sin\theta \cos\varphi, \quad y = r \sin\theta \sin\varphi, \quad z = r \cos\theta \quad (5.16)$$

У случају да имамо јединични вектор положаја ($r=1$) тачке $P(x,y,z)$, компоненте овог вектора дате су изразима:

$$x = \sin\theta \cos\varphi, \quad y = \sin\theta \sin\varphi, \quad z = \cos\theta \quad (5.17)$$

чиме је дефинисана униформна расподела случајних праваца у правоуглом координатном систему.

5.1.3. Алгоритам за генерисање експоненцијалне расподеле

Дужина слободног пута (лета) неутрона у неком материјалу је распоређена према експоненцијалној расподели (исто важи и за гама зрачење). У следећем тексту је укратко дат алгоритам узорковања из ове расподеле.

Генерисање вредности случајне променљиве x која има експоненцијалну расподелу може се извршити помоћу следећег израза:

$$\int_0^x \lambda e^{-\lambda x} dx = u \quad (5.18)$$

где је λ параметар, а u случајан број са равномерном расподелом у интервалу $(0,1)$, [Manno, 1999; Савовић, 2003]. Вредност за x се може одредити из израза:

$$x = -\frac{1}{\lambda} \ln(1 - u) \quad (5.19)$$

Пошто је расподела вредности случајног броја u иста као и расподела $(1-u)$ можемо писати:

$$x = -\frac{1}{\lambda} \ln u \quad (5.20)$$

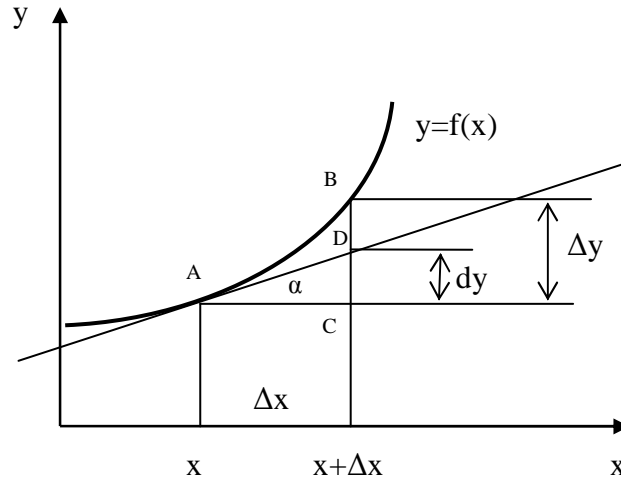
5.2. Метод коначних разлика

Суштина методе коначних разлика у сврху решавања обичних диференцијалних једначина лежи у трансформацији са проблема решавања диференцијалне једначине на алгебарски проблем [Sadiku, 1992], а састоји се од следећих корака:

1. Непрекидна физичка област (домена) се прекрије нумеричком мрежом.
2. Тачни изводи диференцијалне једначине са почетном вредношћу се апроксимирају алгебарским апроксимацијама коначних разлика.
3. Алгебарске апроксимације коначних разлика се сменом уврсте у диференцијалну једначину како би се добила алгебарска једначина коначних разлика.
4. Решава се резултујућа једначина коначних разлика. Нумеричка мрежа се добија дискретизирањем, тј. поделом области решавања на низ чворних тачака. У овим чворним тачкама се постављају једначине коначних разлика, које представљају задате диференцијалне једначине. Апроксимација извода се врши помоћу неке од формула за нумеричко диференцирање.

Посматрајмо геометријску интерпретацију првог извода и диференцијала функције:

На Слици 23 је нацртана функција $f(x)$, њена тангента у тачки x и посматрана је тачка $x+\Delta x$. Величину Δx називамо прираштајем аргумента, величину Δy прираштајем функције. Први извод функције у тачки x једнак је тангенсу угла α .



Слика 23. Геометријско разматрање методе коначних разлика

Види се да је у општем случају $dy \neq \Delta y$. Прираштај функције Δy једнак је дужини BC , и називамо га коначном разликом првог реда функције $f(x)$ у тачки x :

$$\Delta y = \Delta f(x) = f(x + \Delta x) - f(x) \quad (5.21)$$

На основу коначне разлике првог реда можемо апроксимирати извод функције у тачки x . Имамо да је :

$$f'(x) = \operatorname{tg}(\alpha) = \frac{CD}{AC} = \frac{CD}{\Delta x}, \text{ односно } dy = f'(x)\Delta x \quad (5.22)$$

Дакле, диференцијал функције једнак је прираштају ординате тангенте функције у тачки x . Међутим, за веома мало Δx прираштај функције, Δy , и диференцијал функције, dy , су блиске величине. У том случају важи приближна једнакост:

$$f'(x) \approx \frac{\Delta x}{\Delta y} = \frac{f(x+\Delta x)-f(x)}{\Delta x} \quad (5.23)$$

Дефинишу се и коначне разлике вишег реда. У општем случају, извод n -тог реда функције $f(x)$ у тачки x апроксимира се коначним разликама n -тог реда $\Delta^n y$ као:

$$f^{(n)}(x) \approx \frac{\Delta^n y}{\Delta x^n} \quad (5.24)$$

при чему коначну разлику n -тог реда добијамо као: $\Delta^n y = \Delta(\Delta^{n-1}y)$.

5.3. Њутнов метод

У нумеричкој анализи, Њутнов метод (такође познат као Њутн-Рафсонов метод), назван по Исаас Нјутон и Јосеф Рафсон, је метод за проналажење сукцесивно боље апроксимације решења реалне функције.

Дата је функција F дефинисана за реалне вредности x

$$F(x)=0 \quad (5.25)$$

претпоставка је да је да је тачка x_0 близу решења. Прво се развије функција $F(x)$ у ред око тачке x_0

$$F(x) = F(x_0) + F'(x_0) \cdot (x - x_0) \quad (5.26)$$

где је F' први извод функције F .

Пошто је $F(x) = 0$, следи да је

$$F(x_0) + F'(x_0) \cdot (x - x_0) = 0 \quad (5.27)$$

Из једначине (5.27) добија се

$$x = x_0 - \frac{F(x_0)}{F'(x_0)} \quad (5.28)$$

Добијена вредност x је близу правог решења једначине. Користећи итерације

$$x_{n+1} = x_n - \frac{F(x_n)}{F'(x_n)} \quad (5.29)$$

долази се све ближе и ближе решењу. Када је задовољен услов

$$\left| \frac{x_{n+1} - x_n}{x_n} \right| \leq \varepsilon \quad (5.30)$$

са унапред задатим ε , x_{n+1} се прихвата као тражено решење једначине $F(x) = 0$.

В) ТЕОРИЈСКО-ЕКСПЕРИМЕНТАЛНИ ДЕО РАДА

6. СИМУЛАЦИЈА ИНТЕРАКЦИЈЕ НЕУТРОНА ИЗ Am-Be НЕУТРОНСКОГ ИЗВОРА СА ДЕТЕКТОРОМ CR-39 И СИМУЛАЦИЈА НАГРИЗАЊА

Предмет ове докторске дисертације је проучавање интеракције неутрона из Am-Be извора са детектором CR-39, тј. рачунање и мерење ефикасности детектора, као и прорачун дозе тј. дозног еквивалента, односно одређивање одговарајућих конверзионих коефицијената.

У овом делу рада дат је опис Фортранског програма, који методом Монте Карло симулира интеракције неутрона из Am-Be извора са детектором CR-39 и визуелизацију латентних трагова. Фортрански програм је написан на основу модела интеракције и модела раста трага.

Модел интеракције развијен у овом раду узима у обзир:

- енергетски спектар емитованих неутрона (за Am-Be неутронски извор спектар емитованих неутрона је у опсегу од 0.2 до 10.8 MeV),
- ефикасне пресеке еластичних и нееластичних процеса (у овом раду нееластични процеси обухватају нееластична расејања, која резултују у побуђењу језгра, као и настанак алфа честице и протона тј. реакције типа (n, α) и (n,p)).

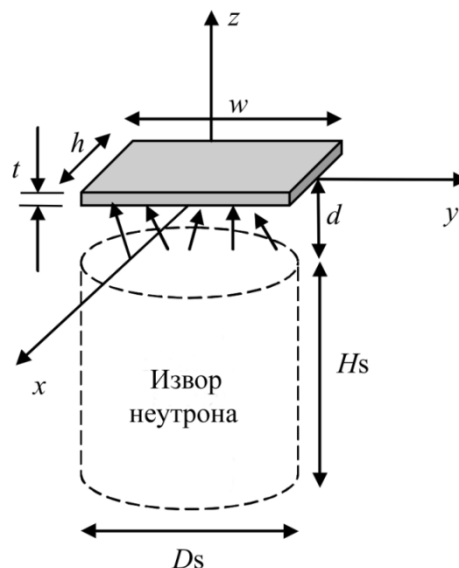
Додатно овоме, развијен је модел раста трагова протона и алфа честица у детектору CR-39 створених у (n,p) и (n, α) реакцијама. Секундарне честице се креирају у различитим правцима и њихови латентни трагови су случајно орјентисани у детектору. Неки трагови се нагризају од тачке где је честица настала у смеру њеног кретања – ово називамо директно нагризање, док се други нагризају од тачке у којој се честица зауставила или у којој је напустила детектор у супротном смеру од смера њеног кретања – ово је нагризање у супротном смеру. Модели раста трага у директном и супротном смеру од смера кретања честице се посебно разматрају.

Програм *Neutron_CR-39.F90* написан је у програмском језику Fortran 90 и састоји се од три подпрограма: *Neutron.f90*, *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90*. На основу модела интеракције написан је подпрограм *Neutron.f90*, а на основу модела раста трага подпрограмима *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90*. Подпрограм *Neutron.f90* симулира интеракцију

неутрона из Am-Be извора са детектором CR-39 док подпрограми *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90* рачунају профиле и параметре насталих трагова након нагризања детектора у директном и супротном смеру од смера кретања честица, респективно. У програму се разматрају трагови протона као доминантних секундарних честица у односу на трагове алфа честица створених при интеракцији неутрона са детектором. Излазни резултати програма су латентна ефикасност, ефикасност нагризања, депонована енергија и дозни еквивалент неутрона. Латентна ефикасност се дефинише као однос броја латентних трагова протона и броја упалих неутрона, а ефикасност нагризања као однос броја видљивих трагова протона и броја упалих неутрона. Депонована енергија насталих протона бележи се у фајл *Protons Am-Be.dat*. Апсорбована енергија се дели са масом детектора да би се добила апсорбована доза. Апсорбована доза се затим множи фактором квалитета зрачења (глава 2) да би се добио дозни еквивалент. Укупни дозни еквивалент, H , се добија као сума дозних еквивалената свих упалих неутрона.

6.1. Модел интеракције неутрона и детектора CR-39

Геометрија усвојена у овом раду је приказана на Слици 24. Оса цилиндричног Am-Be извора је узета за z осу. Центар предње стране детектора је у координатном почетку у $z = 0$ равни.



Слика 24. Геометрија детектора и извора усвојен у овом раду.

Димензије детектора су: дужина, h ; ширина, w ; дебљина, t . Димензије извора су: дијаметар, D_s ; висина H_s . Растојање између детектора и извора је d . Am-Be извор има активност $3.7 \cdot 10^{10}$

В_q и константан неутронски флуks од $2.2 \cdot 10^6$ n/s у у 4π. Am-Be неутронски извор има спектар емитованих неутрона у опсегу од 0.2 до 10.8 MeV, приказан на Слици 4 у првом делу дисертације у поглављу 1.4.

6.1.1. Узорковање почетне енергије, положаја и правца неутрона у извору

Почетна енергија неутрона, E₀, је бирана према спектру датом на Слици 4, према шеми бирања дискретних случајних догађаја. Генератор случајног броја позива случајни број u; ако је $u \leq P_k$, где је P_k вероватноћа емисије неутрона дате енергије, бира се енергија емитованог неутрона на основу линеарне интерполације између две познате вредности из спектра; у супротном се узима вероватноћа емисије неутрона следеће веће енергије и испитује се да ли је $u \leq P_k$.

Тачка у извору из које је емитован неутрон бира се униформним узорковањем на следећи начин. Пошто је неутронски извор облика цилиндра прво се дефинишу независне случајне променљиве

$$r_s = \frac{D_s}{2} \cdot \sqrt{u} \quad (6.1)$$

$$\varphi = 2 \cdot \pi \cdot u \quad (6.2)$$

$$\theta = \arccos(2 \cdot u - 1) \quad (6.3)$$

где је u случајни број са униформном расподелом у интервалу (0,1).

Полазна тачка (x_s, y_s, z_s) је затим узоркована према следећим једначинама

$$x_s = r_s \cdot \cos\varphi \quad (6.4)$$

$$y_s = r_s \cdot \sin\varphi \quad (6.5)$$

$$z_s = -d - H_s \cdot u \quad (6.6)$$

где x_s и y_s представљају правоугле координате тачке која има униформну расподелу на кругу, а z_s представља случајну променљиву са униформном расподелом у интервалу (-d, -d - H_s).

Почетни правац неутрона у извору је одређен косинусима (p_x, p_y, p_z) тј. правац је изотропан, а рачуна се према добро познатим формулама (5.17) као

$$p_x = \sin\theta_1 \cos\varphi_1, \quad p_y = \sin\theta_1 \sin\varphi_1, \quad p_z = \cos\theta_1 \quad (6.7)$$

чиме је дефинисана униформна расподела случајних правца у правоуглом координатном систему.

6.1.2. Узорковање места интеракције неутрона и мете

Са Сlike 24 се види да само неутрони емитовани у позитивном смеру z осе могу погодити детектор, тј мора бити задовољен услов $p_z > 0$. Затим се из једначине праве

$$\frac{x-x_s}{p_x} = \frac{y-y_s}{p_y} = \frac{z-z_s}{p_z} = t \quad (6.8)$$

за $z = 0$ добија да је

$$t = -\frac{z_s}{p_z} \quad (6.9)$$

и рачунају се координате тачке, $(x, y, z = 0)$, у којој је неутрон погодио детекторску површину

$$x = x_s + p_x \cdot t \quad (6.10)$$

$$y = y_s + p_y \cdot t \quad (6.11)$$

Затим се испитује да ли су те координате унутар детектора и ако јесу рачуна се средњи слободни пут, λ , који неутрон пређе пре него што интерагује са неким језгром на основу једначине (1.6).

Координате тачке интеракције са детектором, (x_i, y_i, z_i) , рачунате су на основу средњег слободног пута λ и одабраног правца (p_x, p_y, p_z) као

$$x_i = x + \lambda \cdot p_x \quad (6.12)$$

$$y_i = y + \lambda \cdot p_y \quad (6.13)$$

$$z_i = z + \lambda \cdot p_z \quad (6.14)$$

6.1.3. Узорковање врсте атома у детектору са којим неутрон интерагује

Следећи корак је одабир атома са којим неутрон интерагује. Детектор CR-39 има хемијску формулу, $C_{12}H_{18}O_7$, тј. састоји се од атома водоника, угљеника и кисеоника. Неутрони емитовани из извора интерагују са овим атомима, а вероватноћа интеракције је описана ефикасним пресецима. Ако је укупни ефикасни пресек интеракције неутрона са овим атомима означен са σ_H , σ_C и σ_O , укупни ефикасни пресек молекула σ_{tot} је дат са

$$\sigma_{tot} = (18 \sigma_H + 12 \sigma_C + 7 \sigma_O). \quad (6.15)$$

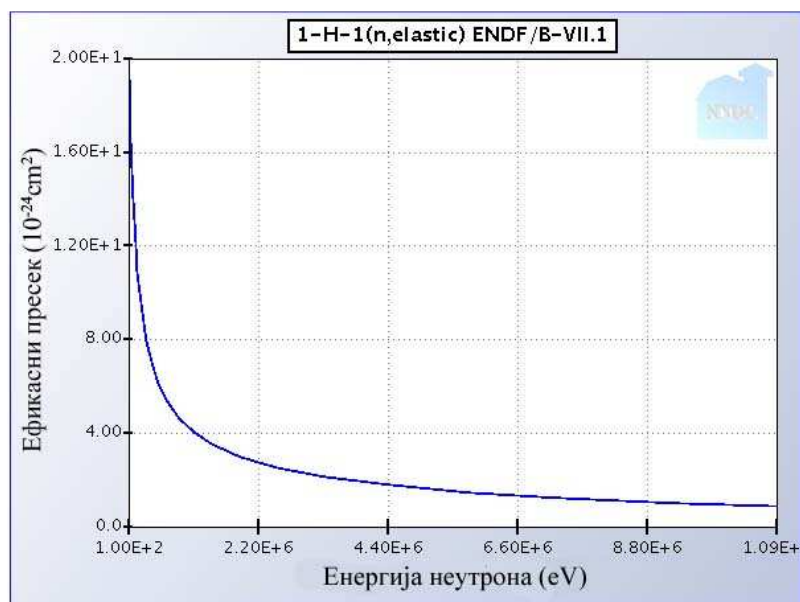
Укупни ефикасни пресек атома представља збир ефикасних пресека еластичних и нееластичних процеса (нееластична расејања која резултују у побуђењу језгра, као и

нуклеарне реакције типа (n,α) и (n,p)). Дефинишу се три односа: $A=18\sigma_H/\sigma_{tot}$, $B=12\sigma_C/\sigma_{tot}$, $C=7\sigma_O/\sigma_{tot}$. Стандардни метод одабира дискретног догађаја примењује се у избору атома са којим се интерагује на следећи начин. Генератор случајног броја позива случајни број u ; ако је $u < A$, интеракција је са атомом водоника; ако је $A < u < (A+B)$, интеракција је са атомом угљеника и коначно, ако је $(A+B) < u < 1$, у питању је атом је кисеоника.

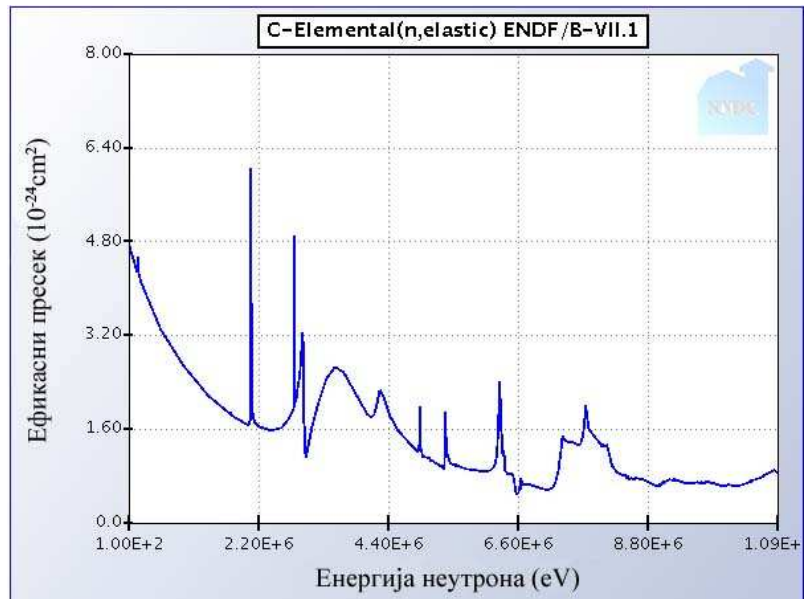
6.1.4. Узорковање типа интеракције неутрона са детектором

Након одређивања тачке у којој долази до интеракције неутрона са атомом детектора одређује се тип интеракције. Услед састава детектора при интеракцији са неутронима могући су еластични и нееластични процеси. Нееластични процеси обухватају нееластична расејања која резултују у побуђењу језгра, као и (n,p) , (n,α) , (n,t) , (n,d) , нуклеарне реакције у којима се креирају секундарне честице: протон, алфа честица, језгра трицијума и деутеријума. Најинтензивније реакције су (n,p) и (n,α) , док друге имају много мањи ефикасни пресек и занемарују се. Тако, у овом раду нееластични процеси обухватају нееластична расејања, која резултују у побуђењу језгра, као и настанак алфа честица и протона тј. реакције (n,α) и (n,p) .

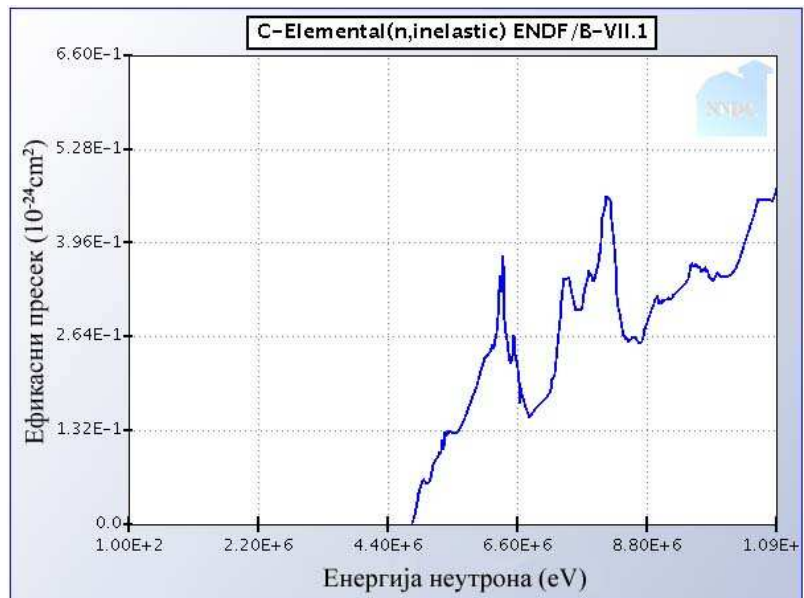
Подаци за ефикасне пресеке као и криве ефикасних пресека су преузети из добро познатих библиотека података ENDF/B-VII [Evaluated Nuclear Data File], доступних на сајту <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>. Зависност ефикасних пресека од енергије за разне процесе интеракције између неутрона и атома водоника, угљеника и кисеоника су приказане на Сликама 25-32.



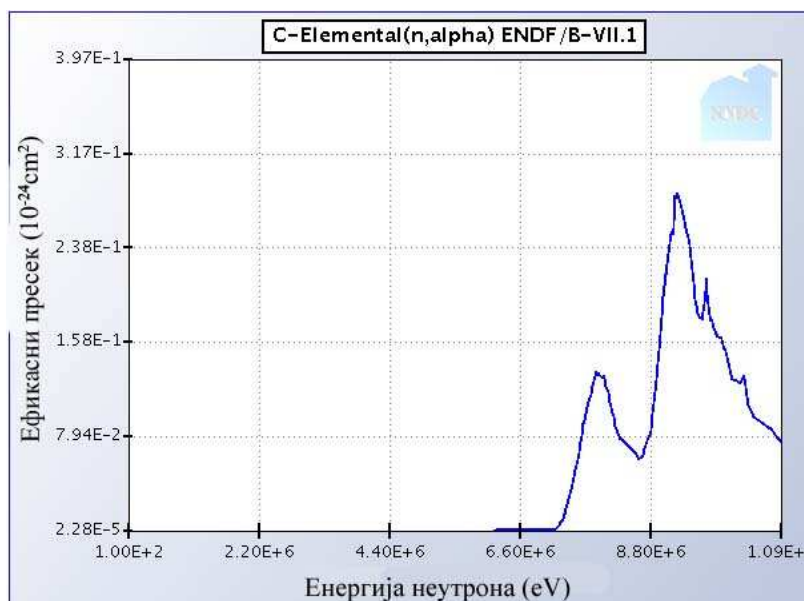
Слика 25. Ефикасни пресек за еластично расејање неутрона на језгру водоника у функцији енергије



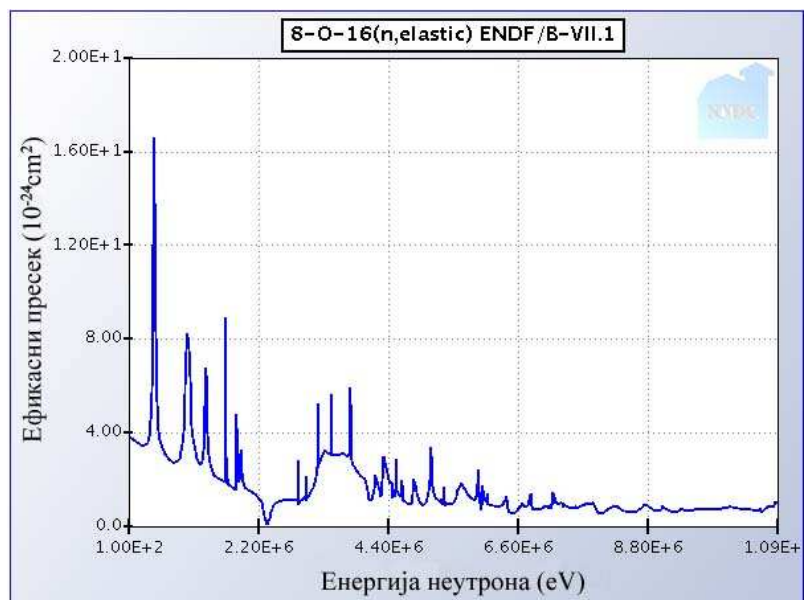
Слика 26. Ефикасни пресек за еластично расејање неутрона на језгру угљеника у функцији енергије



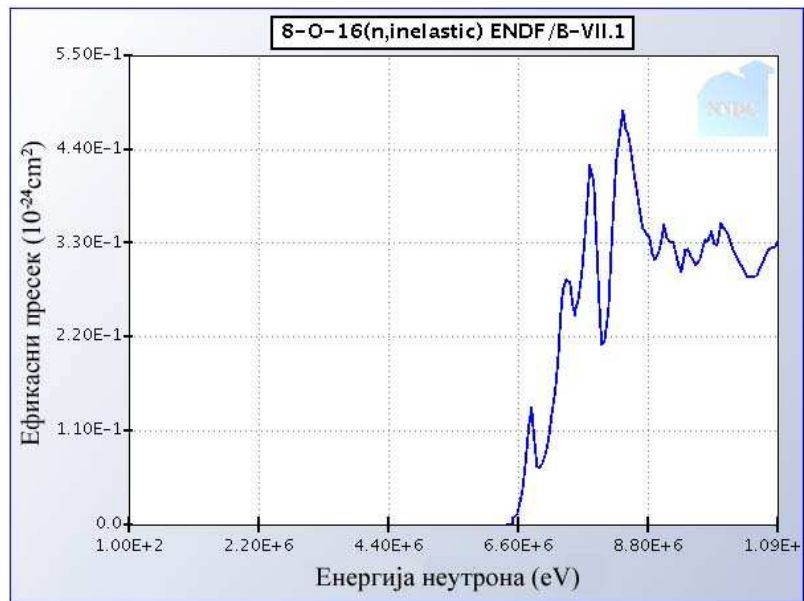
Слика 27. Ефикасни пресек за нееластично расејање неутрона које резултује у побуђењу језгра угљеника у функцији енергије



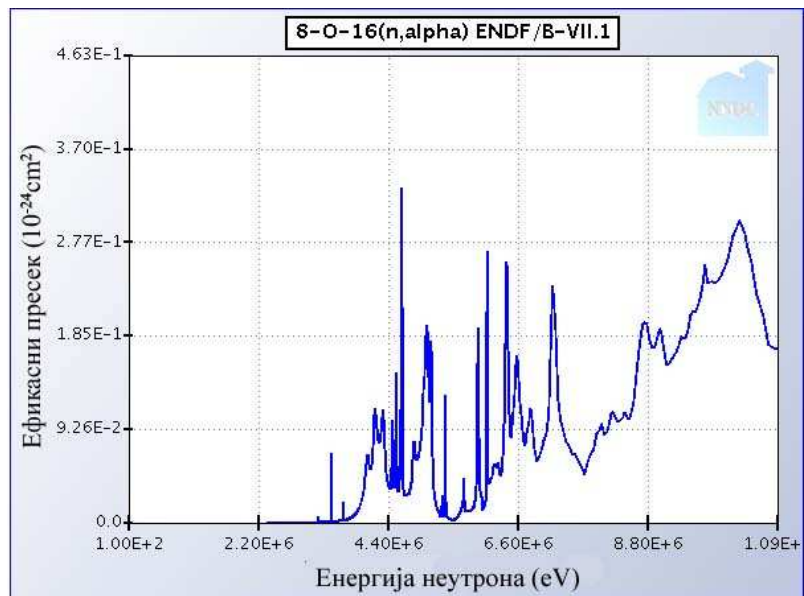
Слика 28. Ефикасни пресек за настанак алфа честице на језгру угљеника у функцији енергије неутрона



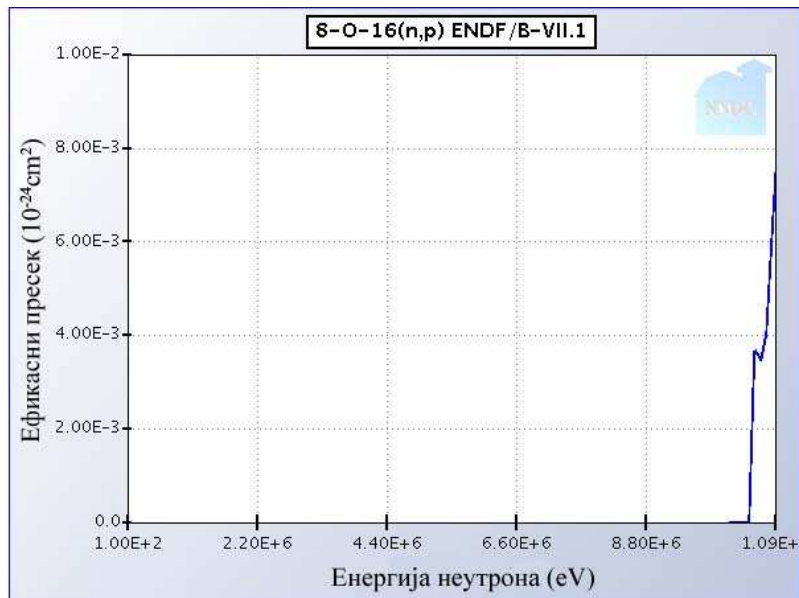
Слика 29. Ефикасни пресек за еластично расејање неутрона на језгру кисеоника у функцији енергије



Слика 30. Ефикасни пресек за нееластично расејање неутрона које резултује у побуђењу језгра кисеоника у функцији енергије



Слика 31. Ефикасни пресек за настанак алфа честице на језгру кисеоника у функцији енергије неутрона



Слика 32. Ефикасни пресек за настанак протона на језгру кисеоника у функцији енергије неутрона

На Сликама 25-32 су приказани пресеци дати у табелама ENDF/B-VII у функцији енергије неутрона, а у овом раду су од интереса само подаци за енергије неутрона из Am-Be извора. У овим табелама, ефикасни пресеци су дати за дискретне вредности енергија и потребно је обавити интерполације за неке вредности енергије које се јављају у току симулација. У овом раду, коришћена је линеарна интерполација између познатих табеларних вредности да би се добили подаци ефикасних пресека за енергије неутрона од 1 keV до 11 MeV кораком од 1 keV. Ако су познате две тачке које представљају табеларне вредности енергије неутрона E_{n1} и ефикасног пресека σ дате као (E_{n1}, σ_1) и (E_{n2}, σ_2) , линеарни интерполант је права линија између ових тачака. За вредност енергије неутрона E_{nx} у интервалу (E_{n1}, E_{n2}) непозната вредност σ_x дуж праве линије је дата једначином

$$\frac{\sigma_x - \sigma_1}{E_{nx} - E_{n1}} = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{E_{n2} - E_{n1}} \quad (6.16)$$

која се може лако добити геометријским разматрањем. Решење ове једначине даје непознати ефикасни пресек σ_x за задату вредност енергије неутрона E_{nx}

$$\sigma_x = \sigma_1 + (\sigma_2 - \sigma_1) \frac{E_{nx} - E_{n1}}{E_{n2} - E_{n1}} \quad (6.17)$$

која представља формулу линеарне интерполације у интервалу (E_{n1}, E_{n2}) .

У процесу еластичног расејања укупна кинетичка енергија се одржава. У случају судара неутрона са водониковим језгром тј. са протоном почетна енергија неутрона E_0 се расподела између расејаног неутрона и узмакнутог протона према добро познатим формулама описаним у поглављу 1.5. Са Сlike 6 се види да је θ угао расејања неутрона, а ψ угао узмака протона. Претпоставља се да је правац узмака протона изотропан у лабораторијском систему и угао узмака се бира према формули (6.3). На основу једначина (1.9) могуће је израчунати угао θ када су E_0 и ψ познати.

За разлику од водоникових атома на којима се се неутрони само еластично расејавају, судар са атомима угљеника или кисеоника може да доведе и до нееластичног расејања. Када језгра угљеника или кисеоника буду погођена неутроном користећи стандардни метод одабира дискретног догађаја се одлучује да ли је дошло до еластичног или нееластичног расејања. Ако се узоркује еластично расејање, угао узмака језгра ψ се рачуна према формули (6.3), а енергија узмака језгра E_j према формули

$$E_j = E_0 \cdot \frac{4 \cdot m_j \cos^2(\psi)}{(1 + m_j)^2} \quad (6.18)$$

где је m_j маса језгра у ајм [Mukhin, 1987].

Енергија расејаног неутрона, E_n , добија се када се од почетне енергије неутрона E_0 одузме енергија узмака језгра E_j . Закони одржања енергије и импулса су коришћени да би се добио израз за рачунање угла расејања неутрона, θ , у облику

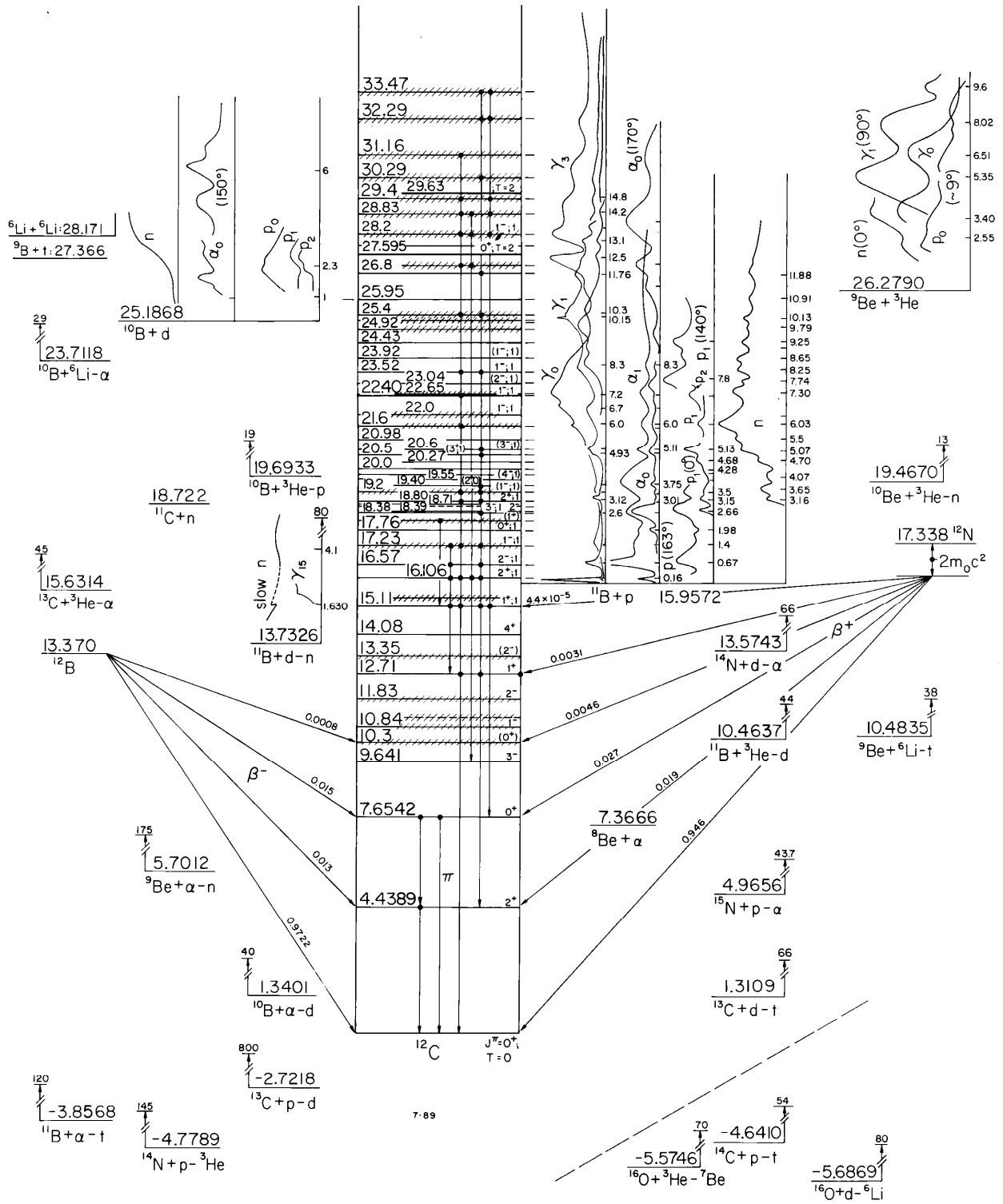
$$\theta = \arcsin \left(\frac{m_j \cdot \sin(2\psi)}{\sqrt{1 - 2m_j \cos(2\psi) + m_j^2}} \right) \quad (6.19)$$

У овом раду нееластични процеси обухватају нееластична расејања која резултују у побуђењу језгра, као и настанак алфа честице и протона тј. реакције типа (n, α) и (n,p).

Неутрон који има енергију неколико стотина keV може да побуди језгро након уласка у њега и затим да га напусти са смањеном енергијом (језгро не мора нужно да емитује исти неутрон који је ушао, (n,n') реакција) при чему је резидуално језгро остављено у ексцитованом стању. У овом раду овај нееластични процес се назива нееластично расејање, које резултује у побуђењу језгра.

Разматрају се само прва два ексцитована стања за атом угљеника и првих пет ексцитованих стања за кисеоник, јер су само ова стања испод 10.8 MeV тј. највеће енергије

неутрона емитованих из Am-Be извора. Користећи стандардни метод одабира дискретног догађаја одлучује се у којем ексцитованом стању је језгро. За ово је потребно познавање парцијалних ефикасних пресека за екситацију појединих стања. Дијаграми енергетских нивоа за кисеоник и угљеник који се користе у овом раду преузети су са сајта, <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/figures/figures.shtml>, [TUNL Nuclear Data Group].



Слика 33. Дијаграм енергетских нивоа језгра угљеника и других суседних језгара

У случају да дође до нуклеарне реакције тј. до (n,α) или (n,p) реакције рачунају се углови под којим се разлете настала секундарна честица и језгро остатка, као и њихове енергије. (n,α) реакција на угљенику, $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$, јавља се када је енергија неутрона већа од енергетског прага 6.180 MeV. (n,α) реакција на кисеонику, $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$, се јавља када је енергија неутрона већа од енергетског прага 2.355 MeV. Ове реакције су ендотермне и имају негативне Q-вредности које износе -5.701 и -2.216 MeV, респективно. Q-вредност се одузима од почетне енергије неутрона. Да би се израчунали углови под којим се разлете секундарна честица и језгро остатка као и њихове енергије примењују се закони одржања енергије и импулса. Брзина неутрона пре захвата, V_0 , рачуна се из његове преостале кинетичке енергије. На основу брзине V_0 рачунају се брзина V_{j_0} и енергија језгра остатка E_{j_0} . Енергија секундарне честице E_s се добија када се од преостале енергије неутрона одузме енергија језгра остатка E_{j_0} . Угао под којим се разлети језгро остатка δ рачуна се према формули (6.3), а угао под којим се разлети секундарна честица φ се рачуна као

$$\varphi = \arcsin \frac{m_{j_0} \cdot V_{j_0} \cdot \sin \delta}{\sqrt{2 \cdot m_s \cdot E_s}} \quad (6.20)$$

где су m_{j_0} и m_s масе језгра остатка и секундарне честице.

6.1.5. *Домет секундарних честица*

За прорачун домета наелектрисаних честица у детектору CR-39 коришћен је добро познати и широко примењиван SRIM софтвер [Ziegler и др, 1985]. SRIM је акроним енглеског назива - **The Stopping and Range of Ions in Matter** (Зауставна моћ и домет јона у материји) и представља групу програма којом се рачуна зауставна моћ и домет у материји за јоне до 2 GeV/nuc1. Овај софтвер је базиран на квантно-механичком третману судара јона са атомима мете. У току судара третирано је да јон и атом интерагују са Кулоновим потенцијалом, укључујући измене и корелације интеракције између преклапајућих нивоа електрона. Наелектрисање пројектила је описано користећи концепт ефективног наелектрисања, која укључује зависност од брзине пројектила дуж путање. За ниже енергије пројектила, теоријске вредности зауставне моћи кориговане су фитовањем према експерименталним подацима како би одступања била минимална. Разлог одступања од експерименталних података на нижим енергијама је процес измене наелектрисања између инцидентног јона и атома средине. Овај процес је статистичког типа и до сада није добио

адекватан теоријски третман. Поред тешкоћа теоријског типа, постоје и тешкоће експерименталног одређивања зауставне моћи.

Користећи SRIM 2008 нађена је зависност домета протона и алфа честица у детектору CR-39 од полазних енергија. На основу података које даје SRIM, домети, R , су фитовани као функција полазне енергије честице у облику

$$R = a_0 + \sum_{i=1}^4 a_i \cdot E^i \quad (6.21)$$

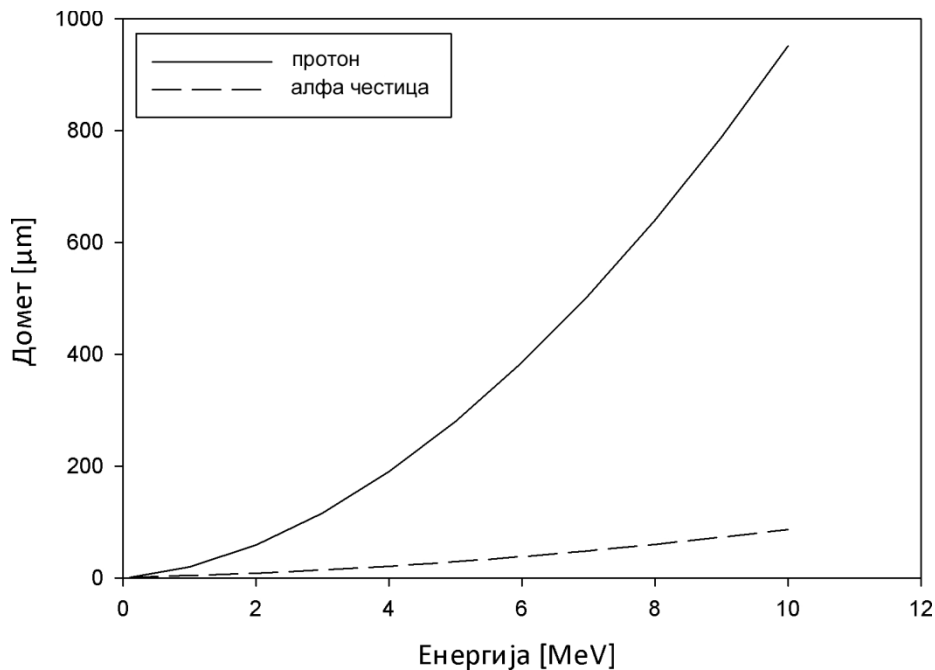
где је E енергија честице у MeV , а коефицијенти фитовања a су приказане у Табели 12, [Stevanovic и др, 2011].

Табела 12. Коефицијенти фитовања функције домета протона и алфа честица

E [MeV]	Алфа у CR-39		Протон у CR-39	
	<1	>1	<1	>1
a_0	0	1.24	0	-1.09
a_1	9.66	2.41	10.99	10.89
a_2	-17.71	0.60	-6.45	9.92
a_3	21.33	0.007	30.30	-0.20
a_4	-9.15	-0.0006	-15.42	0.005
R^2	0.9997	1	1	1
δ	0.0208	0.0062	0.0408	0.1648

За фитовање домета протона и алфа честица је коришћен софтверски пакет SigmaPlot, верзија 10.0. SigmaPlot има веома интуитиван интерфејс за представљање података графичким путем као и за све статистичке анализе података. Фитовање података се лако обавља користећи Regression Wizard који аутоматски одређује почетне параметре, пише статистички извештај, чува једначину фитовања и додаје фитоване резултате на постојећи график или црта нови. У табели 12 су дати параметри квалитета фитовања; са R^2 је означен коефицијент детерминације, а са δ грешка фитовања. Као мера јачине линеарне стохастичке везе између промјљивих служи коефицијент корелације, а да би се дефинисала општа мера јачине везе (линеарне или нелинеарне) уводи се коефицијент детерминације. За коефицијент детерминације важи $0 \leq R^2 \leq 1$ и што има већу вредност фит је бољи.

Функције домета у зависности од енергије су приказане графички на Слици 35, [Stevanović и др, 2011]. Са порастом енергије расте домет протона и алфа честица. Домет протона у CR-39 детектору је знатно већи од домета алфа честице услед мање масе и мањег наелектрисања, Слика 35.



Слика 35. Домет протона и алфа честице у CR-39 детектору

На основу домета секундарне честице у детекторском материјалу проверава се да ли она остаје у детектору или не. То се врши тако што се израчунају координате тачке домета као у једначинама (6.12) – (6.14), а затим се испита да ли та тачка припада ефективној запремини детектора. Ако припада то значи да се секундарна честица потпуно зауставила у детектору и сва њена енергија се депонује. Ако не припада, рачуна се енергија коју она депонује пре него што напусти детектор. Детаљан опис рачунања депоноване енергије је дат у поглављу 6.2.3. које описује програм.

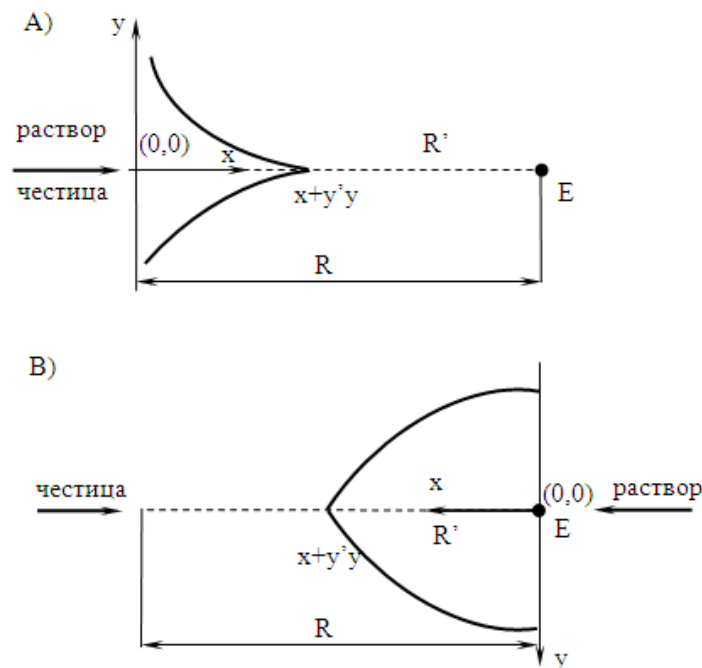
6.2. Модели раста трага у директном и супротном смеру од смера кретања честице

Као што је већ више пута речено, у овом раду се проучава детекција неутрона детектором CR-39. Услед интеракције између неутрона и атома детектора настају секундарне честице, протони и алфа честице, произведене у нуклеарним реакцијама, (n,p) и (n,α) . Секундарне честице се простиру у различитим правцима и њихови латентни трагови су

случајно орјентисани у детектору. Да би трагови постали видљиви неопходно је нагризати детектор, тако ће неки трагови бити нагризани од тачке где је честица настала у правцу њеног кретања – то је директно нагрizaње. Други трагови ће бити нагризани од тачке где се честица зауставила или где је напустила детектор у супротном смеру од њеног кретања – то је нагрizaње у супротном смеру. Модели раста трага у директном и супротном смеру од смера кретања честице се посебно разматрају.

Као што је већ поменуто у поглављу 4.3.6 у једначини зида трага у' фигурише са обе стране једнакости (4.11). Једначина је нумерички решавана користећи методу коначних разлика, која се базира на дискретизацији функције и њеног аргумента.

Аргумент функције $V = V_t / V_b$ је преостали домет честице, R' , тј. растојање од тачке докле је стигао раствор до тачке Е где се зауставила честица у детекторском материјалу, Слика 36. Домет честице је означен са R .



Слика 36. А) Раствор напредује дуж путање честице у истом смеру као и честица.

Честица улази у детектор у тачки (0,0) и зауставља се у тачки Е.

В) Честица улази у детектор и зауставља се у тачки (0,0). Раствор напредује дуж путање честице у супротном смеру од смера кретања честице

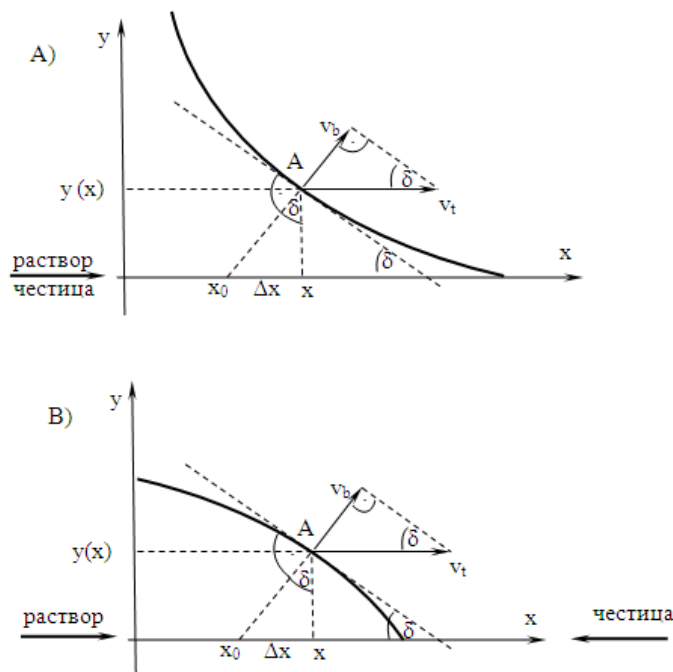
6.2.1. *Модел раста трага у директном смеру*

Нагризање у смеру простирања честице, директно нагризање, представљено је на Слици 36А). Крајња тачка честице Е, има координате $(R, 0)$ и преостали домет једнак је $R' = R - (x + y'y)$, где је $(x+y'y)$ тачка до које је стигао раствор. Ако се честица креће у супротном смеру од смера нагризања детектора, Слика 36В), крајња тачка честице Е је $(0, 0)$ и растојање од ње до тачке где се зауставио раствор је поново $(x+y'y)$.

У случају директног нагризања једначина (4.11) има облик [Nikezic и Yu, 2003b]

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(R - (x + y'y)) - 1}} \tag{6.22}$$

Једначина зида трага за нагризање у супротном смеру изведена је на следећи начин (Слика 37).



Слика 37. А) Нагризање у директном смеру. Координатни почетак је лоциран у тачки где је честица ушла у детектор. В) Нагризање у супротном смеру. Координатни почетак је лоциран у тачки где се честица зауставила.

Обележимо тачку А на зиду трага и угао $\delta(x_0)$ између тангенте на кривој у тој тачки и x осе

$$y'(x) = -\tan \delta(x_0) \quad (6.23)$$

Угао $\delta(x_0)$ је исти као угао између V_b и V_t у тачки x_0 као што се види на слици, и може се наћи као

$$\sin \delta(x_0) = \frac{V_b}{V_t(x_0)} = \frac{1}{V(x_0)} \quad (6.24)$$

$$\delta(x_0) = a \sin\left(\frac{1}{V(x_0)}\right) \quad (6.25)$$

Из једначина (6.23) и (6.25) може се добити

$$y' = -\tan \delta(x_0) = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x_0) - 1}} \quad (6.26)$$

заменом $x_0 = x - \Delta x$, добија се

$$\Delta x = y(x) \tan \delta(x_0) = -y(x) y'(x) \quad (6.27)$$

Отуда,

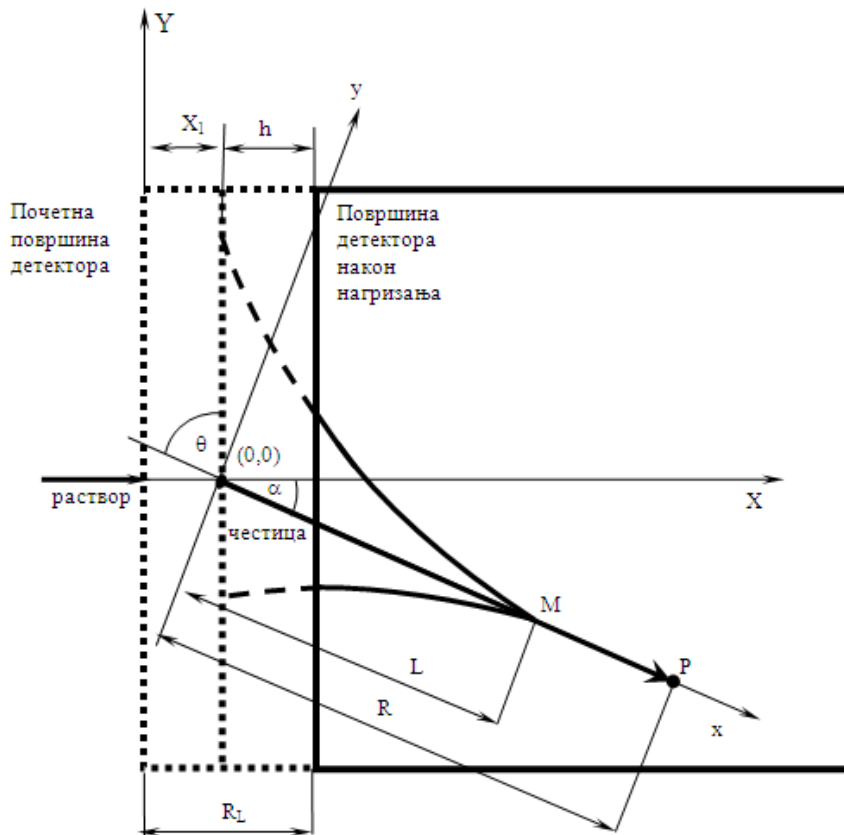
$$x_0 = x + y(x) y'(x) \quad (6.28)$$

Коначно, диференцијална једначина зида трага за нагрizaње у супротном смеру је добијена у следећем облику:

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \quad (6.29)$$

Геометрија развоја трага у директном смеру за кос упад честице је приказана на Слици 38, а такође су приказани и неки важни параметри нагрizaња. Честица са енергијом E се креира у детектору под углом α у односу на X осу детектора (угао θ у односу на површину детектора). Услед интеракције честице са молекулима детектора, оштећена област

тј. латентни траг се формира дуж путање честице. Растојање које честица пређе у детектору је домет честице и означен је са R .



Слика 38. Геометрија развоја трага у директном смеру за упад честице под косим углом.

Раствор продире дуж путање честице у смеру њеног кретања. Секундарна честица (протон или алфа) је настала у тачки $(0,0)$ xOy координатног система и зауставила се у тачки P након преласка растојања R . Преостали домет је растојање $R' = MP = R - (x + yu')$.

Два координатна система су приказана на Слици 38. Први, XOY , има Y осу дуж детекторске површине и X осу нормално на њу. Други, xOy , је ротиран за угао α у односу на XOY систем тако да је x оса дуж путање честице. Дебљина скинутог слоја је $R_L = V_b T$, где је T време нагризања. На слици је са X_1 означена дубина детектора на којој је створена честица, а са h је означен ефективни скинути слој који претставља скинут слој од тачке формирања честице и једнак је $h = R_L - X_1$. Услов за формирање трага је $V \sin \theta > 1$, и еквивалентан је услову критичног угла [Fleischer и др, 1965; Dörschel и др, 1999b]. Ако је $R_L < X_1$ видљив траг неће бити формиран.

Облик трага добијен након нагризања зависи од: енергије и врсте упадне честице, упадног угла, времена нагризања, тј дебљине скинутог слоја и односа брзина нагризања V .

Координате зида трага могу се добити из једначине (6.22) на горе описани начин. Међутим, ова једначина није решива за различите облике V функције нађене у литератури. Осим тога, први извод од “ y ” који је аргумент функције V чини решавање једначине (6.22) много тежим. Аргумент функције V је преостали домет $R' = MP = R - (x + yy')$, који је једнак растојању између тачке у којој се честица зауставила у детектору и тачке докле је стигао раствор.

Координате зида трага су описане једначином (6.22) у xOy координатном систему, где је x оса дуж латентног трага. Ако траг није пренагрижен, почетни услов је дефинисан као $y(L) = 0$. L је дубина продирања раствора тј., растојање које раствор пређе дуж трага честице, и нађена је из једначине

$$T = \int_0^L \frac{1}{V_i(R-x)} dx \quad (6.30)$$

где је T време нагризања. У претходној једначини непозната је горња граница интеграције, а познато је време нагризања T . Да би се L одредило из једначине (6.30) потребно је применити итерациону процедуру.

Координате тачака зида трага, са $x < L$, рачунате су из једначине (6.22) користећи методу коначних разлика [Nikezic и др., 2008]. За пренагрижене трагове почетна тачка рачунања је $x = R$, $y = 0$. Профил трага је добијен у моменту када је раствор достигао крајњу тачку честице у детектору. У овом случају треба одредити преостало време нагризања, t' , и преосталу скинуту дебљину, $p = V_b \cdot t'$. Затим ће се траг померати паралелно самом себи према једначинама [Nikezic и Yu, 2003a; 2004]

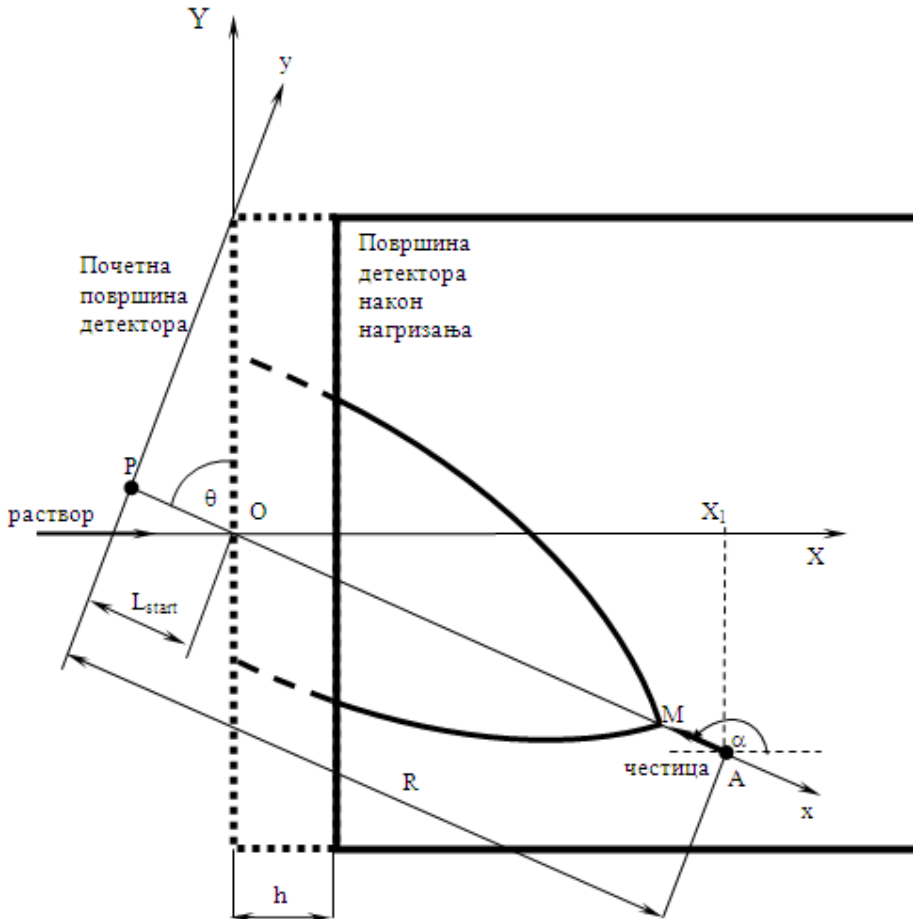
$$\begin{aligned} x &= x + p \sin \delta \\ y &= y + p \cos \delta \end{aligned} \quad (6.31)$$

где је δ локални угао развоја, Слика 37, и дефинисан је као $\delta = \arcsin \frac{1}{V}$.

6.2.2. Модел раста трага у супротном смеру

Слика 39 представља развој трага у случају нагризања у супротном смеру, тј. ако је честица створена у тачки A и ако је правац њеног кретања супротан правцу нагризања, [Milenkovic и др, 2010]. Могућа су два случаја: (i) енергија честице је довољно велика тако да она излази из детектора у тачки O . Тачка P је крајња тачка честице претпостављајући да је

детектор бесконачно дебео; (ii) енергија честице је мала, као и домет, тако да се она зауставља у детектору (Слика 40А). Угао између путање честице и осе детектора је α , (односно угао у односу на површину детектора је θ) а координатни почетак је у тачки Р. Координатни систем XOY је исти као на Слици 38.

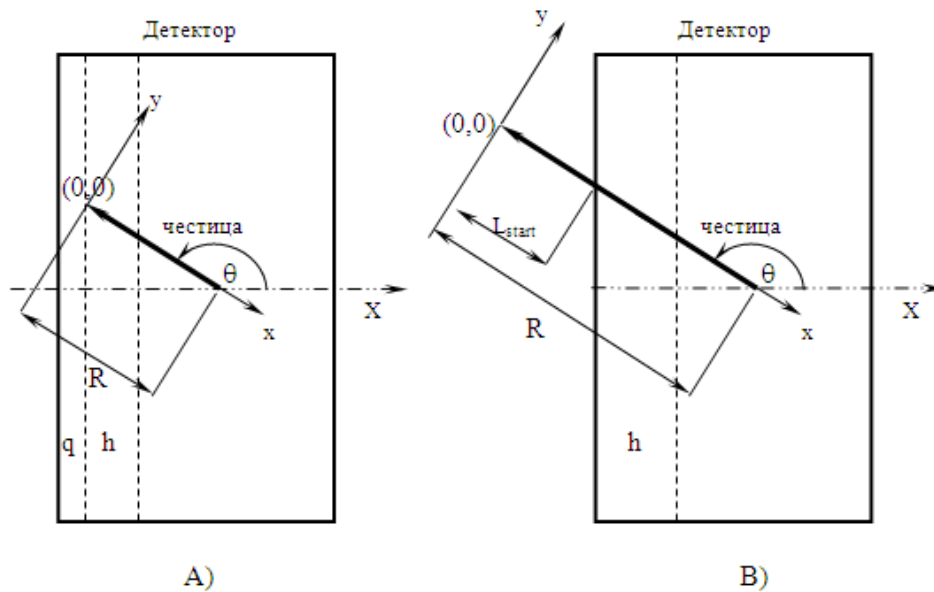


Слика 39. Геометрија развоја трага у супротном смеру за упад честице под косим углом.

Честица је настала у детектору у тачки А и изашла је из детектора у тачки О. Под претпоставком да је детектор бесконачно дебео, ова честица би се зауставила у тачки Р у материјалу детектора. Нагризање напредује од излазне тачке О ка почетној тачки у супротном смеру од кретања честице. Координатни почетак је у тачки Р где би се честица зауставила

У случају да се честица зауставила ван детектора уводи се претпоставка да је детектор бесконачно дебео, што је неопходно да би се одредио преостали домет и V функција у тачки где је честица напустила детектор.

Избор координатног система за горе поменуте случајеве (i) и (ii) приказан је на Слици 40.



Слика 40. Геометрија развоја трага у супротном смеру за кос упад честице за два различита случаја заустављања честице. А) Честица се зауставила у детектору у тачки $(0,0)$, где је $L_{start} = 0$. В) Честица се зауставила ван детектора у тачки $(0,0)$ на растојању L_{start} од површине детектора.

Слика 40А) приказује случај када се честица зауставила у детектору у тачки $(0,0)$, тј. када је $L_{start} = 0$. У том случају траг ће почети да се развија након уклањања слоја детектора дебљине q . Укупни скинути слој током нагризања једнак је $R_L = q + h$, где је h дебљина скинутог слоја од тачке где се честица зауставила. За рачунање координата зида трага параметар h је неопходан и може се одредити као

$$h = R_L - (X_1 - R \cdot \sin(\theta)) \quad (6.32)$$

Случај када је честица прошла кроз детектор и зауставила се ван представљен је на Слици 40В). Координатни почетак система xOy је ван детектора у виртуелној тачки где би се честица зауставила ако би детектор био бесконачно дебео. Крајња тачка путање честице је на растојању L_{start} од површине детектора, где је

$$L_{start} = R - \frac{X_1}{\sin(\theta)} \quad (6.33)$$

У овом случају $q = 0$ и скинут слој h је једнак укупном скинутом слоју R_L .

6.2.3. Дискретизација једначине зида трага

Једначине (6.21) и (6.28) имају исти облик али различит аргумент V функције. Ове једначине су аналитички решиве само за најједноставнији случај када је $V = \text{const}$. У другим случајевима аналитичко решење није могуће и једначине се решавају нумерички. Метода коначних разлика је једна од опција за овај задатак. Овај метод је базиран на дискретизацији функције и њеног аргумента [Sadiku, 1992] на следећи начин: први извод функције је приближно дат са

$$y'(x) = \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (6.34)$$

Комбинујући једначине (6.22) и (6.34) после неколико једноставних алгебарских трансформација добија се

$$y(x - \Delta x) = y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2 \left(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right) - 1}} \quad (6.35)$$

Слично, у случају нагризања усупротном смеру комбинујући једначине (6.29) и (6.34) добија се

$$y(x - \Delta x) = y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2 \left(x + y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right) - 1}} \quad (6.36)$$

Идеја је да се израчуна вредност функције $y(x - \Delta x)$ у тачки $x - \Delta x$, ако је вредност $y(x)$ позната у тачки x . Да би применили ову повратну процедуру координате најмање једне тачке зида трага треба да буду познате. Једначине (6.35) и (6.36) су решене у раду [Milenkovic и др, 2009] користећи софтвер МАТНЕМАТИСА (МАТНЕМАТИСА[®]). За решавање ових једначина у Fortanу 90 коришћен је Њутнов метод [Milenkovic и др, 2011].

При рачунању једначине (6.35) Њутновом метод могућа су два случаја: (1) траг је у семиконусној фази (раствор није доспео до крајње тачке домета и траг није пренагрижен) и (2) траг је пренагрижен. За трагове који нису пренагрижени једина тачка са познатим координатама је тачка врха трага, где је $y(L) = 0$. L је дубина продирања раствора и нађена је из једначине (6.30). Тачка $(L,0)$ је коришћена као почетна тачка при рачунању. Једначина (6.22) је решена итеративно где се x координата мења од $x = L$ до $x = 0$, кораком $\Delta x = -0.01$ μm , на следећи начин. Да би се применио Њутнов метод неопходно је једначину (6.35) написати у облику једначине (5.25)

$$F(x) = y(x - \Delta x) - y(x) + \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2 \left(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right) - 1}} \quad (6.37)$$

Затим се нађе први извод функције $F(x)$ у облику

$$F'(x) = 1 + \frac{y(x) \cdot V \left(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right) \cdot V' \left(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right)}{\left(V^2 \left(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right) - 1 \right)^{3/2}} \quad (6.38)$$

Као што је већ речено идеја је да се израчуна вредност функције $y(x - \Delta x)$ у тачки $x - \Delta x$, ако је вредност $y(x)$ позната у тачки x . Ако се уведе претпоставка да је тачка x близу решења, онда ће решење бити

$$x - \Delta x = x - \frac{F(x)}{F'(x)} \quad (6.39)$$

За пренагрижене трагове неопходно је израчунати преосталу скинуту дебљину, p . Растојање које пређе раствор при нагризању је $L = R + p$, где је R домет честице у детектору. Тачка $(R,0)$ је узета као почета тачка при решавању једначине (6.22) за пренагрижене трагове. Остале тачке се добијају паралелним померањем тачака које одговарају профилиу трага добијеном у $L = R$ за растојање p .

Једначина зида трага у супротном смеру има облик описан једначином (6.29). Као што је већ поменуто, аргумент функције V је преостали домет, тј растојање између тачака где су се зауставили честица и раствор. Ово растојање, PM , представљено је на Слици 39 и једнако је $x+yy'$. Користећи методу коначних разлика једначина (6.29) је трансформисана у (6.36)

Гранични услов за једначину (6.36) је $y(L)=0$, а затим је примењен следећи услов

$$t = \int_{L_{start}}^L \frac{1}{V_t(x)} dx \quad (6.40)$$

да се нађе тачка са координатама $(L,0)$ коју раствор достиже за време нагризања t . Ова тачка је узета као почетна тачка у рачунању $y(L) = 0$ ако траг није пренагрижен. Ако је траг пренагрижен почетна тачка је $y(R) = 0$. Координате зида трага се рачунају према једначини (6.36) користећи Њутнов метод, на исти начин као за директно нагризање.

6.2.4. Услови видљивости трага

Да би траг био видљив, морају бити задовољена два услова.

Први услов је да нагризајући раствор мора достићи латентни траг честице која се зауставила у детектору. У математичком облику овај услов се може записати као $R_L > d$, што се види са Слике 40А.

Други услов је већ споменут и гласи $V_i(x) \cdot \sin(\theta) > V_b$.

6.2.5. Испитивање пренагрижености трага

Траг је пренагрижен ако је раствор прешао дуж читаве путање честице и наставио нагризање после тачке Р (Слика 38) за директно или тачке А (Слика 39) за нагризање у супротном смеру. Израз

$$t_D = \int_{L_{start}}^R \frac{1}{V_i(x)} dx \quad (6.41)$$

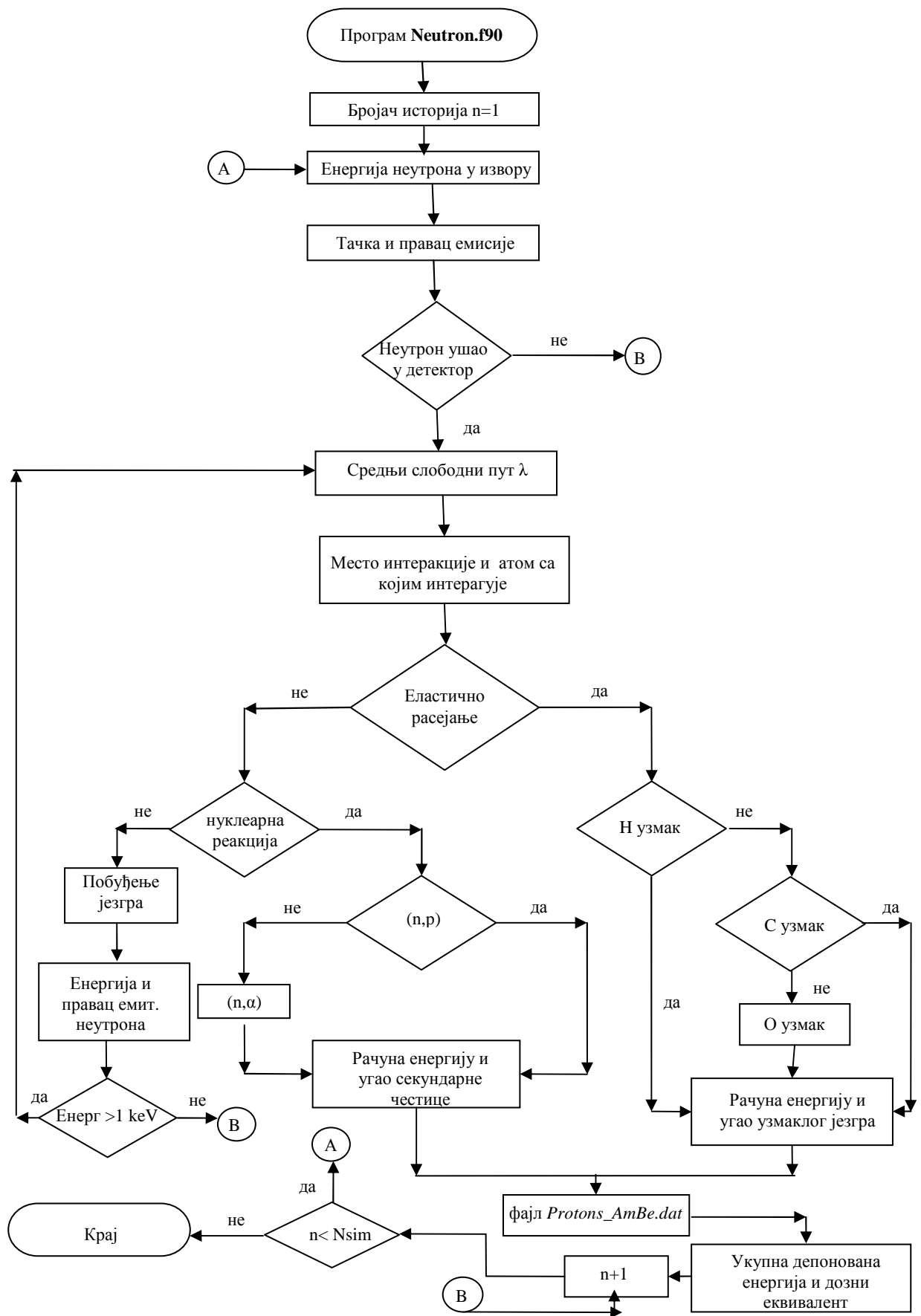
се користи да би се испитало да ли је траг пренагрижен или не. t_D је време потребно раствору да стигне до тачке Р (директно нагризање) или до почетне тачке честице А (нагризање у супротном смеру). Ако је време нагризања веће од времена t_D траг је пренагрижен, у супротном није.

6.3. Опис програма и дијаграм тока

Као што је горе већ поменуто, програм *Neutron_CR-39.F90* састоји се од три подпрограма: *Neutron.f90*, *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90*. На основу модела интеракције написан је подпрограм *Neutron.f90*, а на основу модела раста трага подпрограмима *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90*. Програм *Neutron_CR-39.F90* заједно са свим подпрограмима је дат у додатку А) овог рада. Подпрограм *Neutron.f90* симулира интеракцију неутрона из Am-Be извора са детектором CR-39 док подпрограмима *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90* рачунају профиле насталих трагова након нагризања детектора у директном и супротном смеру од смера кретања честица, респективно. У програму се разматрају трагови протона као доминантних секундарних честица у односу на трагове алфа честица створених при интеракцији неутрона са детектором. Најважнији излазни резултати програма су латентна ефикасност, ефикасност нагризања, депонована енергија, дозни еквивалент неутрона и конверзиони коефицијент флуенса у дозни еквивалент.

На Слици 41 је приказан дијаграм тока историје неутрона, од настанка до захвата на неком од атома, која се одвија у оквиру подпрограма *Neutron.f90*.

Улазни параметри, као што су број симулација *Nsim*, димензије детектора и извора и њихово међусобно растојање, дефинишу се у улазном фајлу који носи назив *Input.dat*. Подаци за енергије неутрона из Am-Be извора се налазе у улазном фајлу *Neutron_energy.dat*. Програм такође садржи улазне фајлове (*SigmaH.dat*, *SigmaC.dat*, *SigmaC_CR_EXC.dat*, *SigmaO.dat*, *SigmaO_CR_EXC.dat*) у којима су дати подаци ефикасних пресека у функцији енергије неутрона од 1 до 11000 keV кораком од 1 keV. У фајлу *SigmaH.dat* су дефинисани ефикасни пресеци за еластично расејање на атому водоника. У фајловима *SigmaC.dat* и *SigmaO.dat* су дефинисани ефикасни пресеци за еластично расејање, нееластично које резултује у побуђењу језгра, (n,p) и (n, α) реакције, као и укупни ефикасни пресек за атоме угљеника и кисеоника, респективно. Док су у фајловима *SigmaC_CR_EXC.dat* и *SigmaO_CR_EXC.dat* дефинисани ефикасни пресеци за побуђивање појединачних нивоа језгара атома угљеника и кисеоника.



Слика 41. Дијаграм тока програма Neutron.f90.

Након дефинисања улазних параметара програм *Neutron.f90* почиње симулацију неутрона кроз детектор која је приказана на дијаграму тока, Слика 41. Са дијаграма тока се види да се узорковање врши следећим редоследом. Прво се узоркује почетна енергија E_0 , тачка (x_s, y_s, z_s) и правац емисије (p_x, p_y, p_z) неутрона у извору на начин који је описан у Моделу интеракције неутрона и детектора CR-39. Затим се испитује да ли емитовани неутрон улази у детектор; уколико улази рачунају се координате тачке уласка $(x, y, z = 0)$. На основу средњег слободног пута λ се узоркује место интеракције (x_i, y_i, z_i) неутрона и атома детектора, а затим и врста атома. Следеће је узорковање врсте интеракције (еластична или нееластична). У случају еластичног расејања у програму се позива подпрограм *Elasras.f90*, који је дат у додатку A), а који рачуна енергију и угао узмаклог језгра, као и енергију и правац расејаног неутрона. Када дође до узмака протона његови параметри се бележе у фајл *Protons_AmBe.dat*. Са дијаграма тока програма се види да ако није дошло до еластичног расејања испитује се да ли је дошло до нуклеарне реакције. У случају нуклеарне реакције могуће је стварања протона и алфа честица као секундарних честица, тада се позива подпрограм *Neelasras.f90*, такође дат у додатку A), који рачуна енергије и углове под којим се разлете секундарна честица и језгро остатка. Када дође до (n,p) реакције параметри протона се бележе у фајл *Protons_AmBe.dat*. У случају да није дошло до нуклеарне реакције онда је у питању нееластично расејање које резултује у побуђењу језгра. Као што је у Моделу интеракције већ речено језгро не мора нужно да емитује исти неутрон који је ушао, па се у програму рачунају енергија и правац нееластично расејаног неутрона. Следећи корак у симулацији је проверавање да ли је енергија расејаног неутрона изнад прага од 1 keV . Ако није, историја неутрона се завршава и симулациона петља се поново стартује бирајући нови неутрон. Путања неутрона расејаног при еластичном и нееластичном расејању које резултује у побуђењу језгра се даље прати (одређује се средњи слободни пут, тачка интеракције, атом са којим интерагује, врста интеракције, итд.) све док он не изађе ван детектора или док се не креира секундарна честица. У подпрограму *Angle.dat* се обавља трансформација углова (узмака језгара, еластично и нееластично расејаних неутрона и углова под којима се разлете секундарне честице) који су рачунати у односу на почетни правац неутрона одређен формулама (6.2) и (6.3) у углове у односу на координатни систем детектора. Подпрограм *Angle.dat* налази се у додатку A).

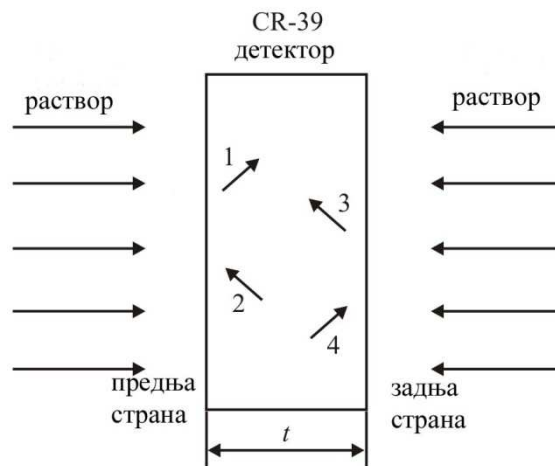
Када се креира секундарна честица у подпрограму *Depo_energy.f90*, који је дат у додатку A), одређује се њен домет на основу једначине (6.21), а на основу домета и њена депонована енергија у детектору на следећи начин. Као што је већ речено у Моделу интеракције прво се израчунају координате тачке домета (x_c, y_c, z_c) , према једначинама (6.12) - (6.14), а затим се испита да ли та тачка припада ефективној запремини детектора. Први

случај је ако припада то значи да се секундарна честица потпуно зауставила у детектору и сва њена енергија се депонује у детектору. Други случај је ако не припада тада се рачуна енергија коју она депонује пре него што напусти детектор. Подпрограм *Depo_energy.f90* позива подпрограм *Presek.f90* који рачуна координате тачке (x_{pc}, y_{pc}, z_{pc}) у којој путања секундарне честице сече површину детектора. Затим се у подпрограму *Depo_energy.f90* рачуна растојање, *Prolaz*, између тачака (x_c, y_c, z_c) и (x_{pc}, y_{pc}, z_{pc}) . Покреће се DO петља која рачуна домет остатка, *Dometost*, на основу једначине (6.21) за вредности енергије секундарне честице од 0 до вредности енергије са којом је емитована, кораком 0.01 MeV. DO петља се извршава све док се не испуни услов $Dometost \geq Prolaz$, тада се забележи енергија коју честица има у тачки (x_{pc}, y_{pc}, z_{pc}) као *Eprolaz*. Коначно се депонована енергија добија када се од енергије са којом је емитована секундарна честица одузме *Eprolaz*. Координата z почетне тачке секундарне честице, z_{start} , је уствари координата тачке интеракције, док је координата z крајње тачке, z_{stop} , у првом случају координата тачке домета z_c , а у другом случају координата пресечне тачке z_{pc} .

Показано је да су протони најинтензивније секундарне честице креиране у интеракцији неутрона са детектором [El-Sersy, 2010; Milenkovic и др, 2010, 2011], тако да се само они разматрају у даљој симулацији. Резултат подпрограма *Neutron.f90* је излазни фајл *Protons_AmBe.dat* који садржи податке о узмакнутим протонима: угао узмака у односу на координатни систем детектора тј. z осу (јер се неутрони који уђу у детектор крећу у правцу z осе), (Слика 24); координате z почетне и крајње тачке, z_{start} и z_{stop} ; почетну и депоновану енергију протона. У фајл се не бележе, иако се рачунају, остале координате почетне и крајње тачке јер при коришћењу овог фајла као улазног у подпрограмима *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90* раствор напредује дуж z осе.

Као што је већ речено подпрограм *Trackfdmsame.f90* је написан на основу модела раста трага у директном смеру тј. када раствор напредује у смеру кретања протона. Подпрограм *Trackfdmback.f90* је написан на основу модела раста трага у супротном смеру тј. када раствор напредује у супротном смеру од смера кретања протона. При истовременом нагризању обе стране детектора могуће је да настане четири различита типа трагова, као што је приказано на Слици 42: 1) трагови нагризани у директном смеру са предње стране детектора; 2) трагови нагризани у супротном смеру са предње стране детектора; 3) трагови нагризани у директном смеру са задње стране детектора; 4) трагови нагризани у супротном смеру са задње стране детектора.

Подпрограми *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90* дати су у додатку А). Подпрограм *Trackfdmsame.f90* рачуна профил трага нагизан у директном смеру, док *Trackfdmback.f90* рачуна профил трага нагизан у супротном смеру.



Слика 42. Раствор напредује дуж обе стране детектора. Приказана су четири различита типа трагова настала при нагризању предње и задње стране детектора у истом и супротном смеру.

При извршавању програма *Trackfdmsame.f90* позивају се следећи подпрограми:

- *Vintegralsame.f90* који уствари решавањем интеграла датог у једначини (6.30) одређује потребно време нагризања детектора да би раствор стигао до тачке домета честице или неке претходне тачке уколико траг није пренагрижен
- *Wallsame.f90* који решава једначину зида трага нагризаног у директном смеру (6.35) користећи Њутнов метод на начин који је описан у Модел раста трага у директном смеру.

Такође, у подпрограму се позивају три функције: *V*, *Vizvod* и *Pravasame*. *V* функција је функција брзине нагризања, *Vizvod* је први извод функције *V*, а *Pravasame* је једначина праве која се користи при прорачуну велике осе трага као пресека са зидом трага. Приликом учитавања података из фајла *Protons_AmBe.dat* могуће је на основу вредности угла под којим је настао протон посебно разматрати трагове типа 1) и 3) са Сlike 42. Ако је угао настанка протона $< 90^0$ то одговара типу 1), а ако је $> 90^0$ то одговара типу 3). У подпрограму *Trackfdmsame.f90* се испитује да ли је израчуната вредност велике осе трага $\geq 1 \mu\text{m}$ и ако јесте траг се броји као видљив.

Слично подпрограму *Trackfdmsame.f90* подпрограм *Trackfdmback.f90* позива подпрограме *Vintegralback.f90* и *Wallback.f90* и рачуна профиле трагова типа 2) и 4), Слика 42.

При одређивању ефикасности детекције користе се подаци о броју видљивих трагова израчунати у *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90*. Излазни фајл *Results.dat* садржи податке о броју упалих неутрона у детектор, броју створених латентних трагова у датом скинутом слоју, као и број видљивих трагова.

7. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНО ОЗРАЧИВАЊЕ ДЕТЕКТОРА, ОЧИТАВАЊЕ ТРАГОВА НАКОН НАГРИЗАЊА И МЕРЕЊЕ ЈАЧИНЕ ДОЗНОГ ЕКВИВАЛЕНТА НЕУТРОНА

У циљу провере резултата симулације обављен је експеримент озрачивања и нагризања детектора за исте услове који су претпостављани у симулацијама. За озрачивање је коришћен CR-39 детектор, произвођача TASTRAK[®], TASL Track Analysis Systems Ltd., Bristol UK, дебљине 1 mm. Детектор је ласерски пажљиво исечен на комаде димензија 2x1 cm². Детектори су затим озрачивани константним флуksom неутрона из Am-Be неутронског извора, активности 3.7·10¹⁰ Bq, облика цилиндра базног дијаметра 2.25 cm и висине 3.1 cm, који емитује 2.2x10⁶ n/s у 4π, Слика 24. Озрачивање детектора Am-Be извором спроведено је у Лабораторији за заштиту од зрачења у Институту за нуклеарне науке у Винчи и у Лабораторији за Радијациону физику Природно-математичког факултета у Крагујевцу.

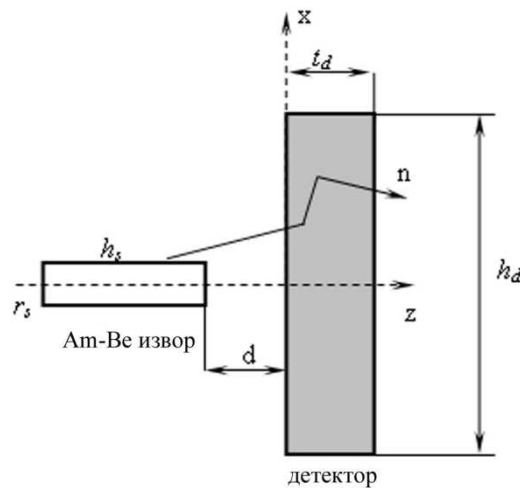
Хемијско третирање и читавање детектора, спроведено је према стандардним процедурама у постојећим лабораторијама на ПМФ-у у Крагујевцу. Озрачени детектори су хемијски нагризани у 6.25 N раствору NaOH на температури 70°С у трајању од 5 h и 10 h [Но и др, 2003]. Након нагризања детектори су испрани дестилованом водом и осушени на собној температури. Трагови на детекторској површини која је била окренута ка неутронском извору током озрачивања су бројани користећи оптички микроскоп Carl Zeiss са увећањем 1000x. Истовремено са озраченим детекторима нагризани су и неозрачени да би се одредио број трагова од природног фона, а затим одузео од укупног броја избројаних трагова у циљу процене стварне густине трагова.

Јачина дозног еквивалента неутрона из извора мерена је неутронским дозиметром DINEUTRON (Canberra Industries, USA). DINEUTRON је често коришћени уређај за амбијентална мерења неутрона посебно у нуклеарним електранама, реакторима и објектима за прераду. DINEUTRON се састоји од два компактна ³He изотропна неутронска детектора, има енергетски опсег од 0.025eV до 15 MeV и има опсег мерења јачине дозног еквивалента од 0.03 до 100 mSv/h.

8. РЕЗУЛТАТИ ТЕОРИЈСКО-СИМУЛАЦИОНОГ РАДА

8.1. Прорачун енергетске и угаоне расподеле створених протона и алфа честица

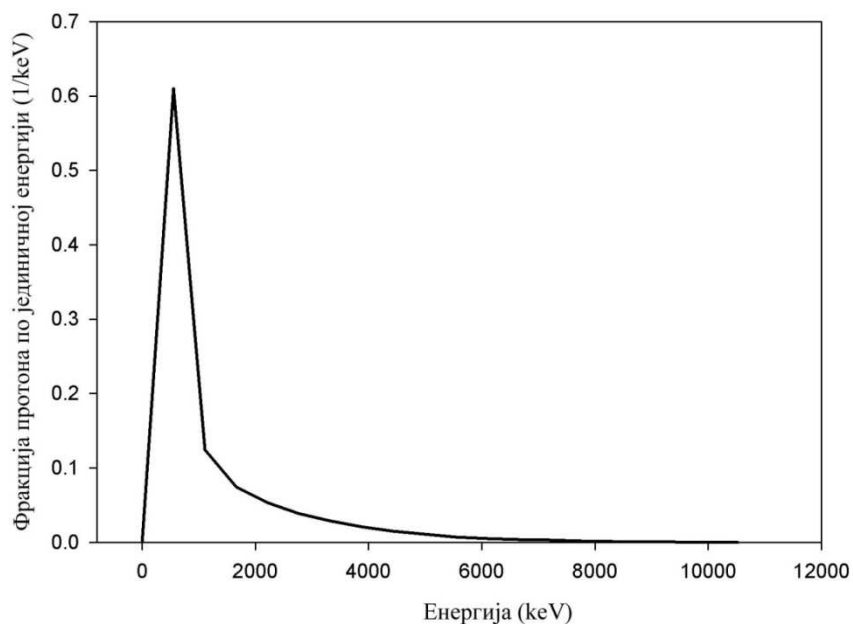
Симулиран је реалан експеримент у коме су комади CR-39 детектора димензија $3 \times 3 \text{ cm}^2$ и дебљине $500 \text{ }\mu\text{m}$ озрачивани неутронима из Am-Be извора цилиндричног облика базног дијаметра 2.2 cm и висине 2.2 cm , Слика 43 [Milenkovic и др, 2010]. Такође, детектор се налазио на растојању $d = 3 \text{ mm}$ од неутронског извора, а интеракција неутрона кроз ваздух је занемарена.



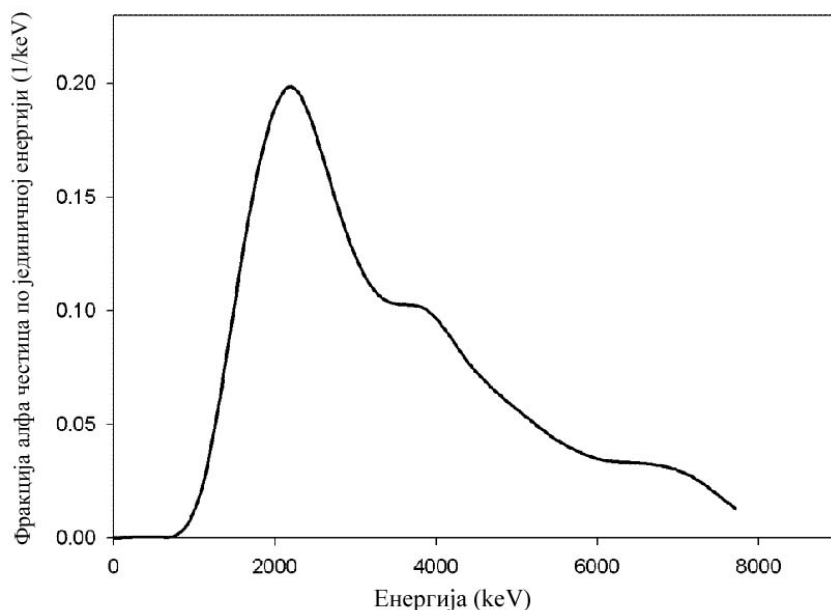
Слика 43. Симулирана геометрија извора и детектора представљена у раду [Milenkovic и др, 2010].

Као резултат симулације добија се енергетска и угаона расподела секундарних честица тј. протона и алфа честица, Сlike 44-47. Са Сlike 44 се може видети да енергетска расподела протона има максимум око 0.5 MeV . Осим тога постоји мала, али коначна вероватноћа, да протони могу да узмакну са енергијом до 10 MeV . Спектар протона насталих у детектору зависи од дебљине детектора и упадне енергије неутрона, али генерално има добро дефинисан максимум [Palfalvi и Sajó-Bohus, 1997]. Слично протонима, енергетски спектар алфа честица има максимум око 2 MeV , са продуженом расподелом до 8 MeV , Слика 45. Вероватноћа за настанак алфа честица са енергијама већим од 2 MeV није занемарљива. Пошто је домет алфа честица у CR-39 мањи од $100 \text{ }\mu\text{m}$ већина насталих честица се у потпуности зауставља у детектору. Једино алфа честице настале веома близу детекторске површине имају шансу да напусте детектор.

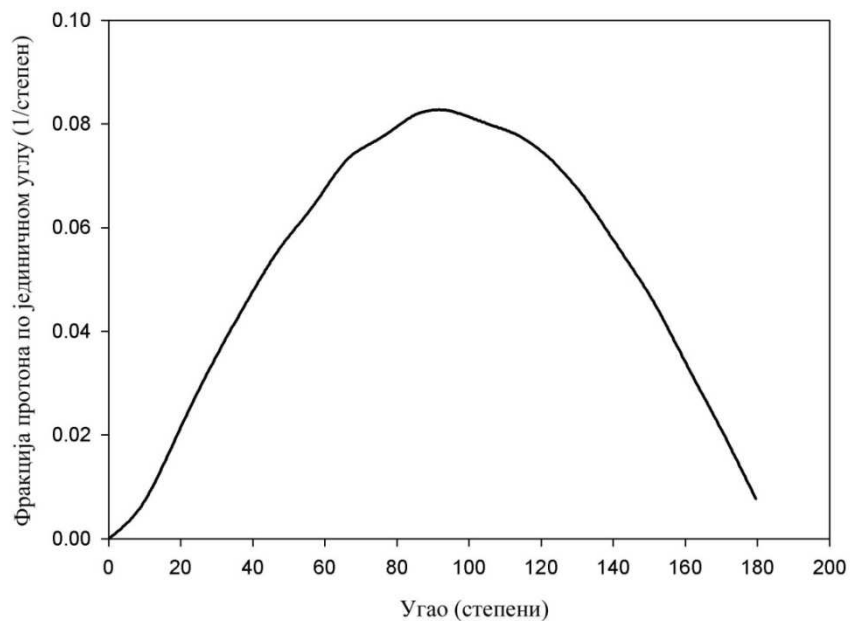
Угаона расподела протона има широк максимум око 90° , Слика 46; расподела опада ка већим и мањим угловима. Угаона расподела алфа честица је приказана на Слици 47 и слична је расподели протона, али са широким пиком између 70° и 100° . Неке алфа честице се емитују и при мањим угловима у смеру почетног неутрона, док се друге емитују у супротном смеру при угловима до 160° .



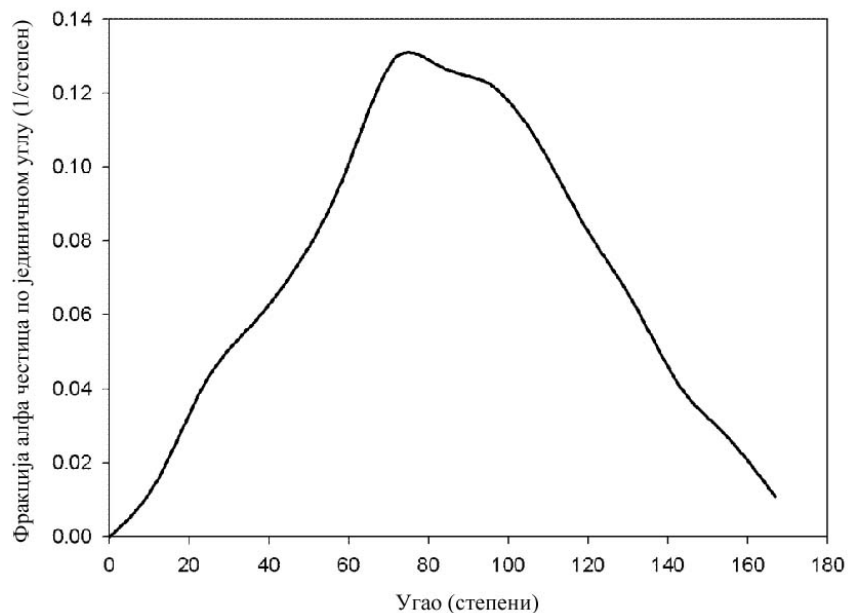
Слика 44. Енергетска расподела протона насталих при интеракцији неутрона са CR-39 детектором



Слика 45. Енергетска расподела алфа честица насталих при интеракцији неутрона са CR-39 детектором



Слика 46. Угаона расподела насталих протона при интеракцији неутрона са CR-39 детектором



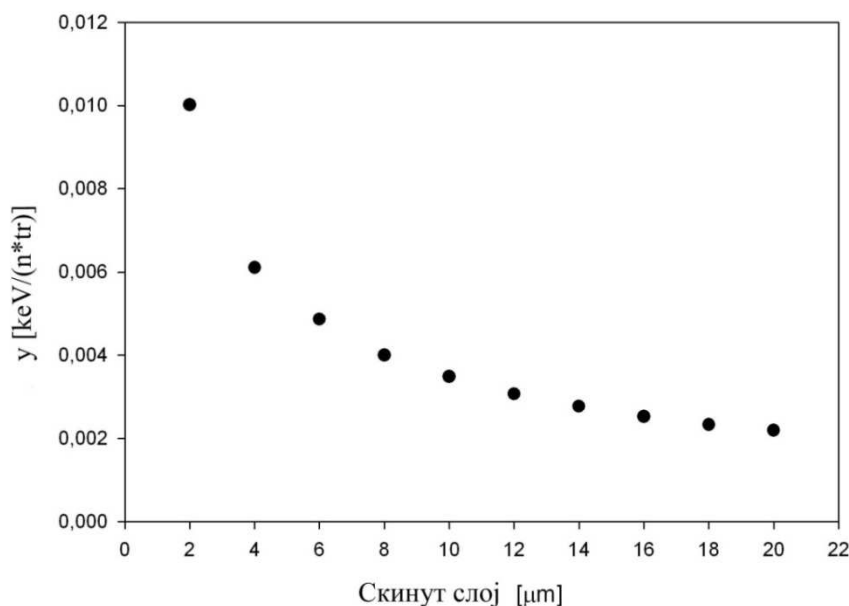
Слика 47. Угаона расподела алфа честица емитованих при интеракцији неутрона са CR-39 детектором

8.2. Прорачун апсорбоване енергије по једном неутрону

Један од резултата симулације, описане у поглављу 6.3., је апсорбована енергија протона и алфа честица по једном неутрону који је ушао у детектор, и износи $3.85 \cdot 10^{-2}$ и $0.15 \cdot 10^{-2}$ MeV/g/n, респективно. Апсорбована енергија је добијена као количник укупне депоноване енергије протона и алфа честица и масе детектора, при чему се депонована енергија рачуна на основу домета секундарне честице на начин описан у поглављу 6.3. Латентна ефикасност, тј. број латентних трагова алфа честица и протона по једном неутрону упалом у детектор, је $2.9 \cdot 10^{-4}$ и $2.7 \cdot 10^{-2}$, респективно [Milenkovic и др, 2010]. Важно је приметити да је вероватноћа за настанак протона за два реда величине већа него за настанак алфа честица. Депонована енергија по једном видљивом протонском трагу је приказана на Слици 48. Трагови и депонована енергија алфа честица се занемарују, јер је вероватноћа настанка алфа честице много мања него протона. Као резултат фитовања података са Сликe 48 добијена је следећа једначина, која важи за $x > 2 \mu\text{m}$

$$y = \exp\left(a + \frac{b}{x} + c \cdot \ln x\right) \quad (8.1)$$

где је y депонована енергија по једном неутрону по видљивом протонском трагу, x је скинут слој, а коефицијенти су $a = -4.25$, $b = 0.15$ и $c = -0.63$.

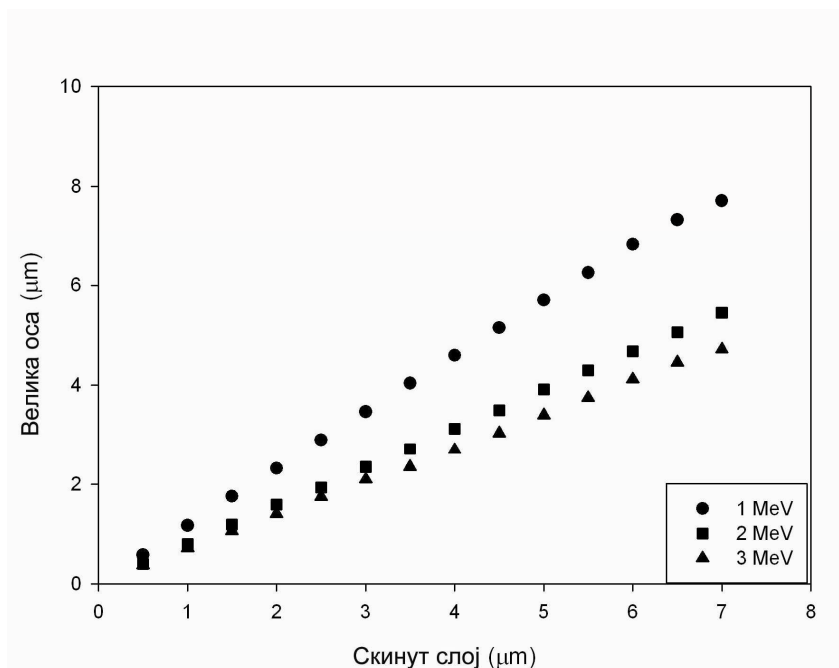


Слика 48. Депонована енергија по једном неутрону по видљивом протонском трагу

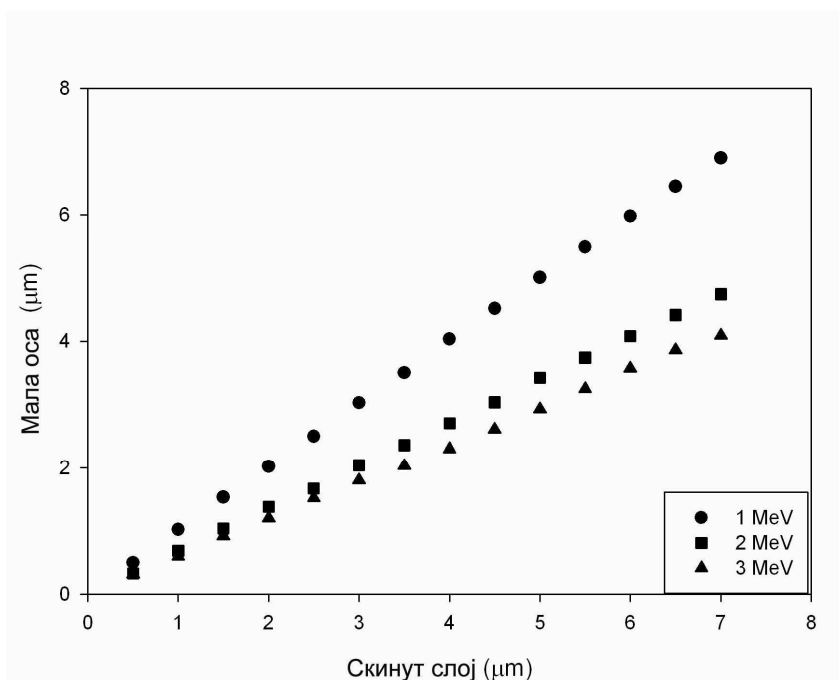
Са слике се види да депонована енергија по једном неутрону по видљивом протонском трагу, y , опада са скинутим слојем детектора. Овај график може да послужи као калибрациона крива апсорбоване енергије, а опадање је разумљиво, јер је депонована енергија по једном неутрону константна док се број видљивих трагова повећава са повећањем скинутог слоја.

8.3. Прорачун параметара трагова нагризаних у супротном смеру

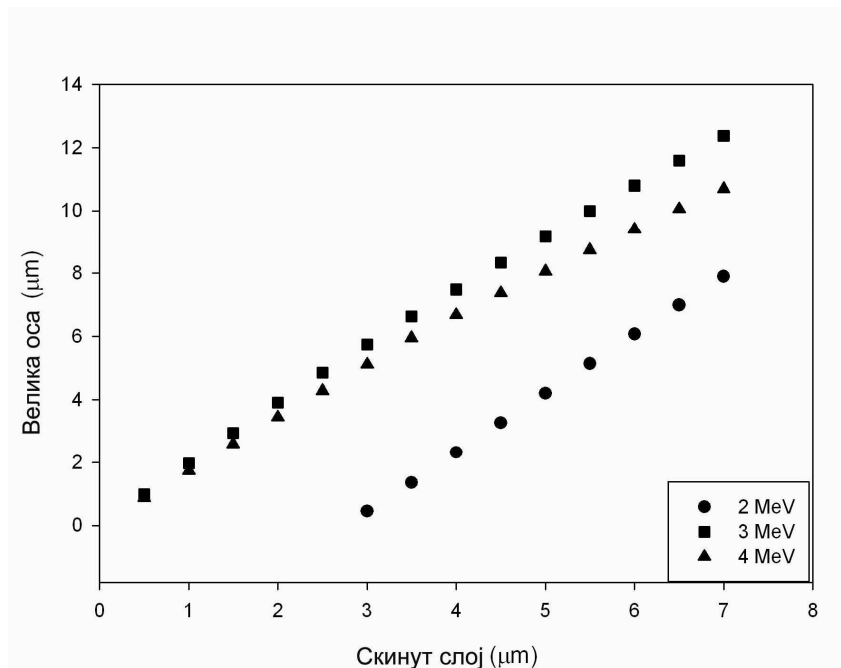
Параметри трагова протона и алфа честица у CR-39 детектору и алфа честица у LR115 детектору, настали нагрizaњем у супротном смеру су представљени у раду [Stevanović и др, 2011]. Графички су представљене зависности велике и мале осе отвора трага у функцији дебљине скинутог слоја за различите енергије протона и алфа честица. У ту сврху коришћен је програм TRACK_WALL.F90 који представља измењену верзију програма *Trackfdmback.f90*. При покретању програма корисник на почетку бира детектор: CR-39 или LR115, уколико је изабрао CR-39 има могућност избора честице: протона или алфа. У случају да је изабрао LR115 програм наставља са извршавањем аутоматским избором алфа честице. Затим корисник задаје следеће параметре: енергију честице; инцидентни угао, α , у односу на X осу детектора тј. нормалу на детекторску површину; дубину, X_{start} , тј. тачку у којој се креира честица у детектору што је случај при неутронском озрачивању и скинут слој након нагрizaња, Слика 43. Корисник треба да води рачуна да енергија честице буде мања од 10 MeV. У случају да је неки од унетих параметара ван опсега вредности програм се завршава и од корисника се тражи да унесе нове улазне параметре. Корисник такође има могућност избора V функције која одговара типу детектора и изабране честице. V функције које су на располагању кориснику дате су у поглављу 4.3.5., а неки од резултата представљени су на Сликама 49-52. Иако програм има могућност рачунања параметара трагова алфа честица у LR115 детектору у овом раду су од интереса само параметри трагова протона. На Сликама 49 и 50 представљене су дужине велике и мале оса трага протона у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите инцидентне енергије протона при избору V функције под бројем (5) и улазним параметрима $\alpha = 30^\circ$ (или $\theta = 60^\circ$) и $X_{start} = 10 \mu\text{m}$. На Сликама 51 и 52 представљене су дужине велике и мале оса трага алфа честице у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите инцидентне енергије алфа честице и избору V функције под бројем (1) и при улазним параметрима $\alpha = 30^\circ$ (или $\theta = 60^\circ$) и $X_{start} = 10 \mu\text{m}$.



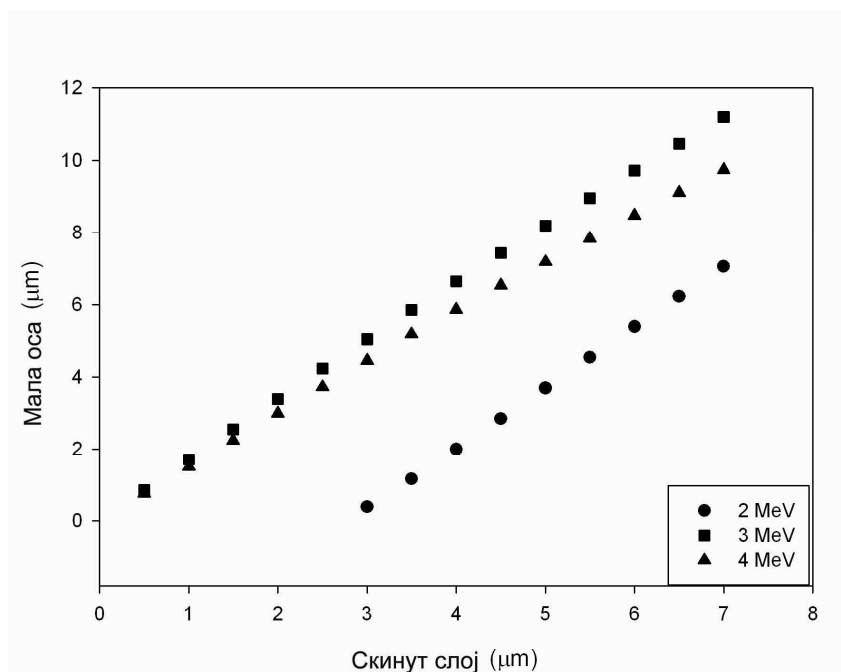
Слика 49. Дужина велике осе трага протона нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90



Слика 50. Дужина мале осе трага протона нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90



Слика 51. Дужина велике осе трага алфа честице нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90



Слика 52. Дужина мале осе трага алфа честице нагрзаног у супротном смеру у CR-39 детектору у функцији скинутог слоја за различите енергије израчунато програмом TRACK_WALL.F90

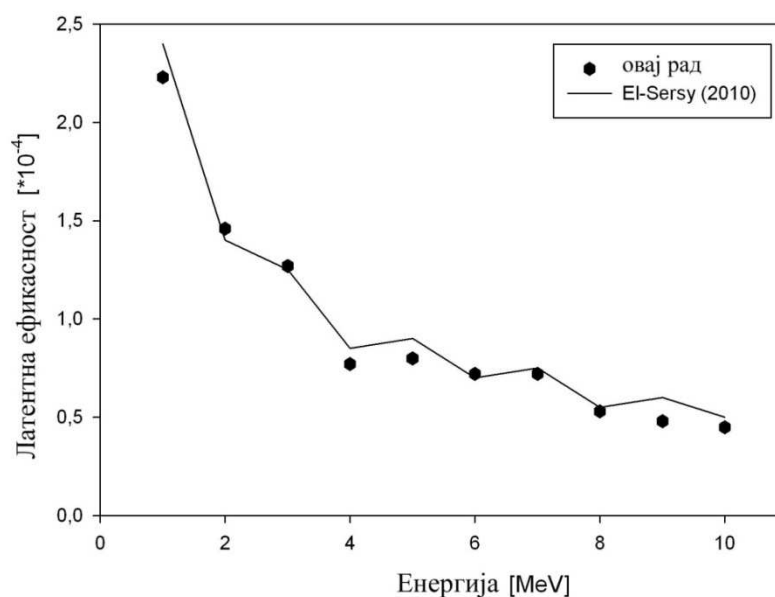
У литератури се не могу наћи резултати параметара трагова за нагрзање у супротном смеру па се резултати добијени у овом раду не могу упоредити са другим ауторима. Симулациони резултати дужине велике и мале осе трагова за нагрзање у директном смеру

су поређени са резултатима програма TRACK_TEST, који је експериментално добро верификован [Nikezić и Yu, 2003b; 2006], при чему је добијено добро слагање резултата. Тиме је потврђена исправност модела раста трага.

8.4. Прорачун детекторске ефикасности

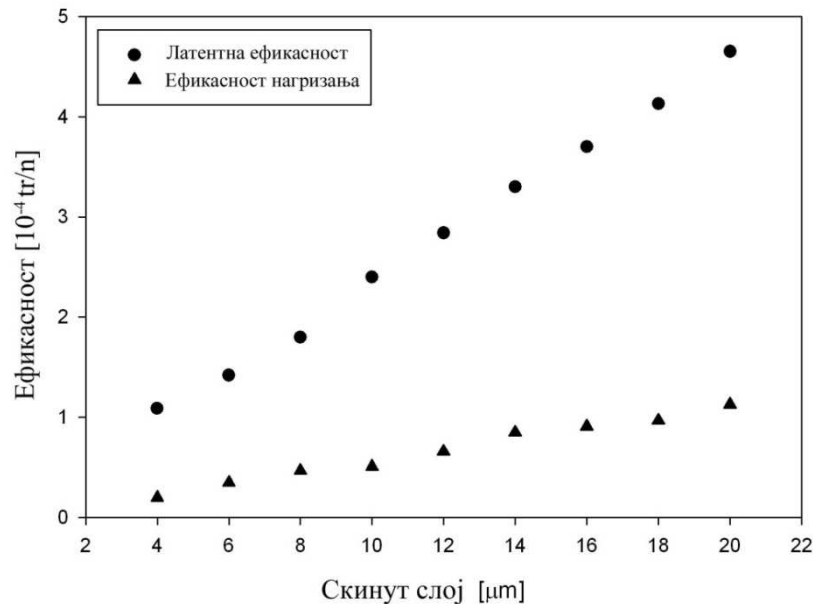
Детекторска ефикасност је дефинисана преко латентне ефикасности и ефикасности нагризања. Латентна ефикасност дефинисана је, на почетку главе 6., као однос броја латентних трагова протона и броја упалих неутрона. Анализирајући координате почетне и крајње тачке протона, програм испитује да ли је латентни траг у разматраном скинутом слоју. Након нагризања, користећи критеријум видљивости, програм испитује да ли ће латентни траг постати видљив после нагризања, или не. Ефикасност нагризања је дефинисана такође у глави 6. као однос броја видљивих протонских трагова и броја упалих неутрона.

Да би се потврдила тачност програма испитиван је случај латентне ефикасности за моноенергетске неутроне и скинут слој од 10 μm . Резултати су упоређени са резултатима рада [El-Sersy, 2010] и добијено је добро слагање приказано на Слици 53. То је била потврда исправности развијеног модела и програма заснованог на њему. На Слици 53 је приказана латентна ефикасност у функцији енергије неутрона. Латентна ефикасност се смањује са повећањем енергије неутрона услед смањења ефикасних пресека за настанак протона.



Слика 53. Латентна ефикасност CR-39 детектора у функцији енергије неутрона за 10 μm скинутог слоја

На Слици 54 су приказане латентна ефикасност и ефикасност нагризања у функцији скинутог слоја. Са слике се види да ефикасности линеарно расту са порастом скинутог слоја. Ово је очекивано јер број насталих трагова протона расте са скинутим слојем. Разлика у нагибу ове две криве потиче од чињенице да неће сви латентни трагови бити откривени.

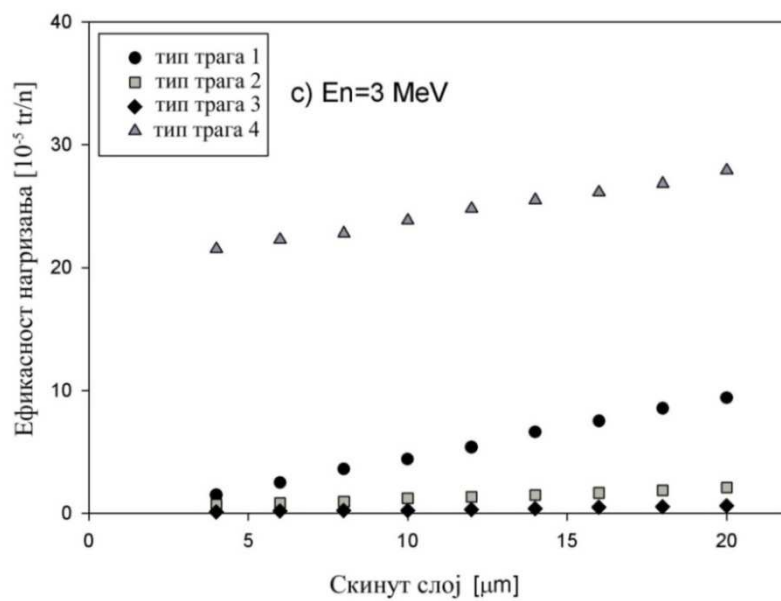
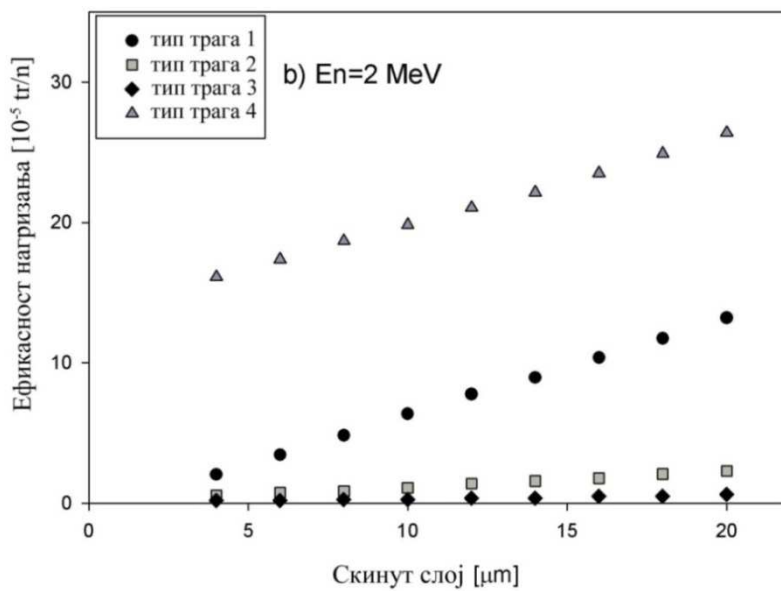
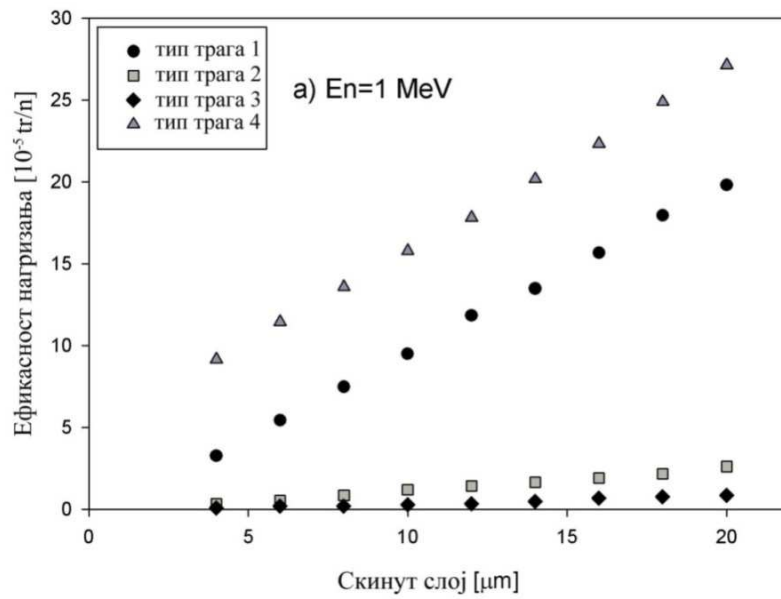


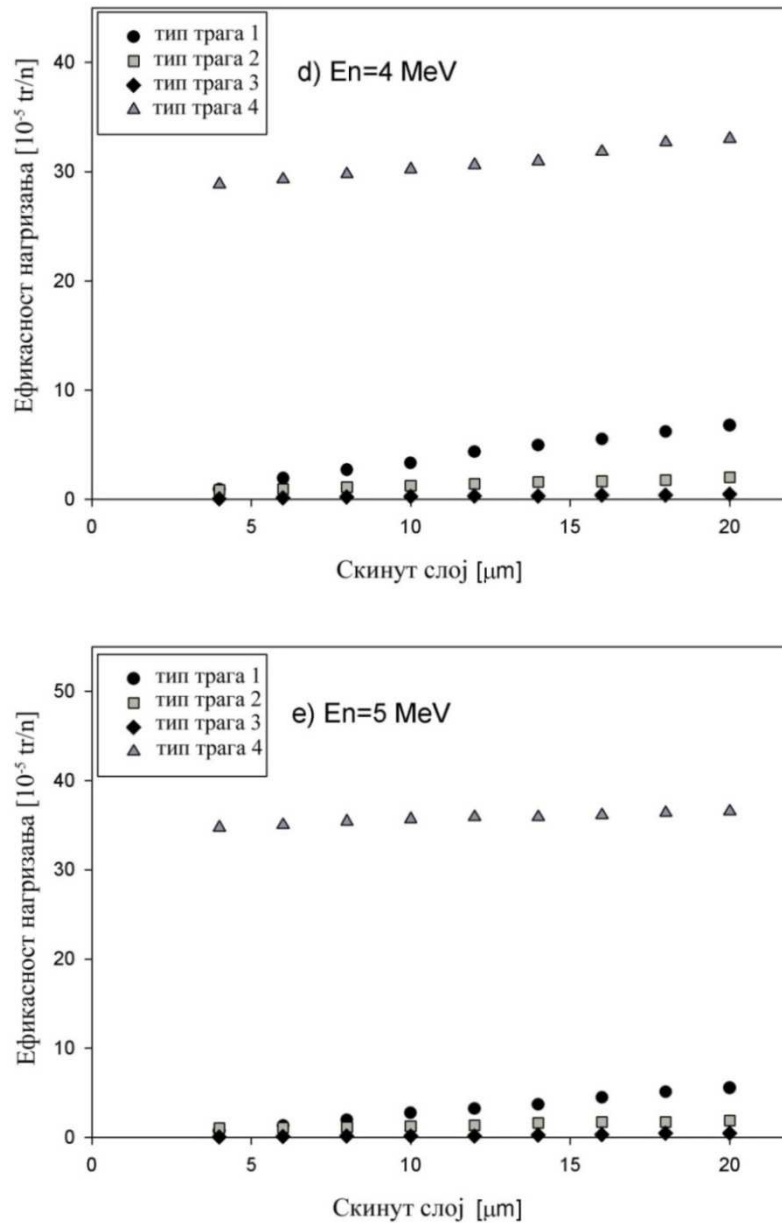
Слика 54. Латентна ефикасност и ефикасност нагризања CR-39 детектора у функцији скинутог слоја за Am-Be извор.

8.5. Прорачун ефикасности нагризања трагова у директном и супротном смеру

Да би се одредио одговор детектора за различите моноенергетске неутроне потребна је обимна база експерименталних података. Због тога је неопходан теоријски метод процене одговора детектора. Рачунски добијени резултати се могу или експериментално потврдити или упоредити са већ публикованим експерименталним подацима.

За геометрију детектора и извора приказану на Слици 24 у случају моноенергетског извора када је $d = 0$, симуларано је истовремено нагризање обе стране детектора. Користећи подпрограме за нагризање у директном и супротном смеру рачуната је ефикасност нагризања (ефикасност детекције). Као што је већ речено при истовременом нагризању обе стране детектора могуће је да настану четири различита типа трагова, као што је приказано на Слици 42. Ефикасност нагризања у функцији скинутог слоја за различите енергије инцидентног неутрона је приказана на Слици 55 а-е.





Слика 55. Ефикасност нагрizaња у функцији скинутог слоја за различите енергије инцидентног неутрона, E_n : а) $E_n = 1 \text{ MeV}$, б) $E_n = 2 \text{ MeV}$, в) $E_n = 3 \text{ MeV}$, д) $E_n = 4 \text{ MeV}$ и е) $E_n = 5 \text{ MeV}$.

Са Сликe 55 се може се видети да је ефикасност нагрizaња за трагове типа 2 и 3 мања од 10^{-5} tr/n за све испитиване енергије и све скинуте слојеве. Број видљивих трагова типа 1 и 4 је много већи него друга два типа (2 и 3). Већина насталих протона узмакне у правцу кретања инцидентног неутрона од предње ка задњој страни детектора и зато је мали број трагова типа 2 и 3. Као последица тога јавља се већи број латентних трагова са задње стране детектора него са предње. Протони настали у телу детектора крећу се углавном од предње ка задњој страни и доприносе траговима типа 4. То је главни разлог већег броја видљивих трагова нагрizаних у супротном смеру. Са слике се види да број видљивих трагова по броју

упалих неутрона линеарно расте са порастом скинутог слоја од 4 до 20 μm , што је и очекивано јер расте и број латентних трагова. На Слици 55 је приказана ефикасност нагризања за моноенергетске неутроне енергије од 1 до 5 MeV. Са слике се може видети да са порастом енергије неутрона расте број трагова типа 4 али нагиб криве полако опада. Ако је енергија већа од 4 MeV ефикасност нагризања неће више расти. Број трагова типа 1 се смањује са повећањем енергије неутрона. Разлог за то је да са повећањем енергије неутрона расте енергија узмакнутих протона и зато је потребно нагризати детектор дуже време да би се открили такви трагови.

9. РЕЗУЛТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛНОГ ОЗРАЧИВАЊА ДЕТЕКТОРА CR-39 НЕУТРОНИМА ИЗ АМ–ВЕ ИЗВОРА И МЕРЕЊА ЈАЧИНЕ ДОЗНОГ ЕКВИВАЛЕНТА НЕУТРОНА

У циљу провере резултата добијених симулацијом обављен је експеримент озрачивања и нагризања детектора за исте услове под којима су обављена рачунања.

9.1. Поређење резултата прорачуна и мерења јачине дозног еквивалента неутрона

Дозни еквивалент по јединичном неутронском флуенсу може изразити као

$$h_{\varphi} = \frac{H}{(N/S)} \quad (9.1)$$

где је са H означен укупни дозни еквивалент, добијен као сума дозних еквивалената свих инцидентних неутрона, N је број инцидентних неутрона, а S површина детектора. При прорачуну дозних еквивалената неутрона коришћене су вредности радијационих тежинских фактора дате у ICRP 60.

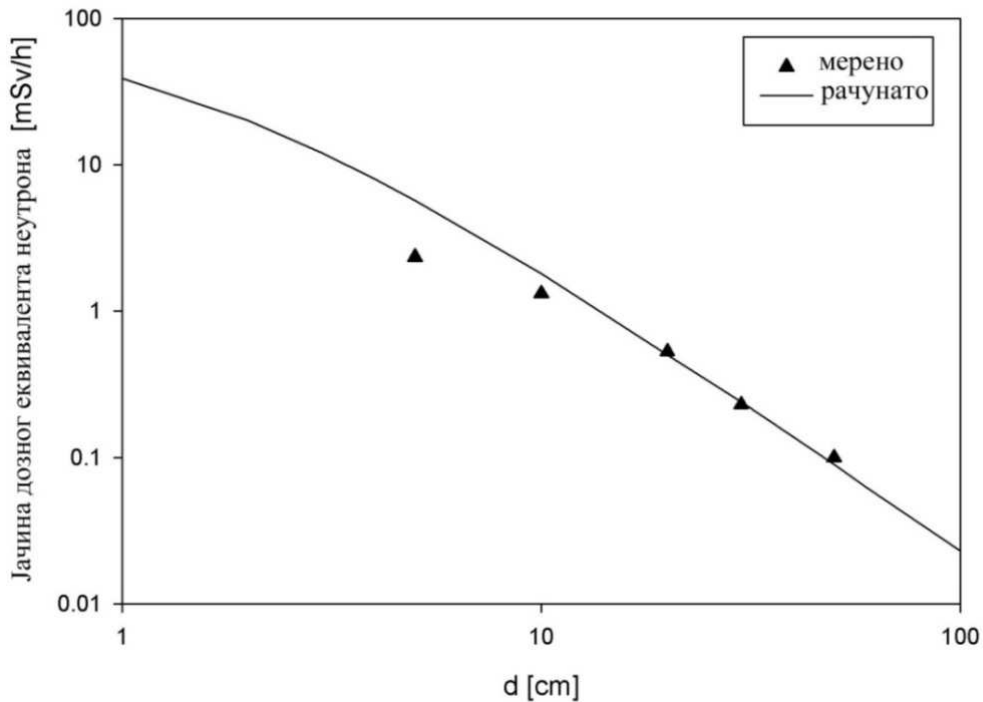
У литератури се h_{φ} назива конверзиони коефицијент флуенса у дозни еквивалент, и за Ам–Ве извор има вредност $h_{\varphi} = 3.91 \times 10^{-14} \text{ Sv}\cdot\text{m}^2$ [Табела 1, ISO/DIS 8529, 2000] и $h_{\varphi} = 3.8 \times 10^{-14} \text{ Sv}\cdot\text{m}^2$ [Burger и Schwaster, 1988]. Симулацијом је добијена вредност $h_{\varphi} = 3.7 \times 10^{-14} \text{ Sv}\cdot\text{m}^2$, што представља добро слагање са вредностима датим у литератури. Конверзиони коефицијент h_{φ} омогућава рачунање јачине дозног еквивалента $\dot{H} (\text{Sv}/\text{h})$ на основу следеће једначине

$$\dot{H} = \frac{h_{\varphi}\varphi}{t} \quad (9.2)$$

где је φ флуенс неутрона (m^{-2}), а t је време излагања (h), [Burger и Schwaster, 1988].

Користећи Монте Карло метод, неутронски флуенс је одређен као функција растојања извор-детектор, а јачина дозног еквивалента је рачуната на основу једначине (9.2). Резултати су представљени на Слици 5б заједно са резултатима добијеним мерењем неутронским дозиметром, DINEUTRON. Са слике се види добро слагање измерених и рачунатих

вредности јачине дозног еквивалента за различита растојања. Одступање се јавља услед непоузданости инструмента на малим растојањима, што је и наглашено у спецификацији дозиметра. Са Сlike 56 се види да повећањем растојања извор-детектор долази до смањења јачине дозног еквивалента услед смањења флукса неутрона.



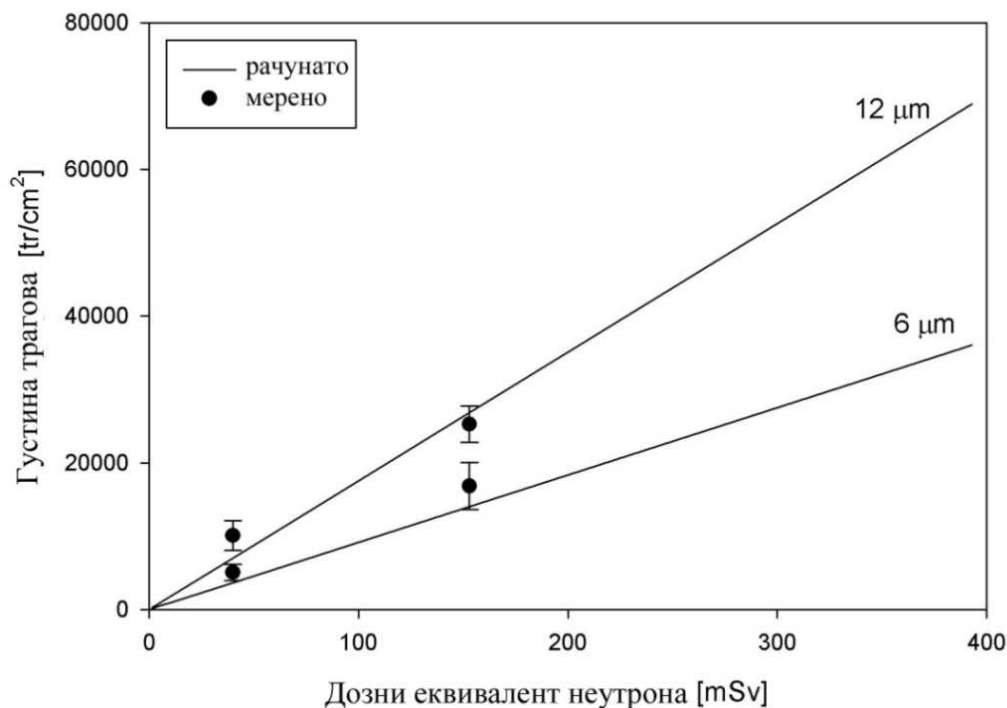
Слика 56. Јачина неутронског дозног еквивалента у функцији растојања између детектора и извора. Мерење обављено уређајем DINEUTRON, рачунато програмом Neutron_CR-39.F90

На Слици 10 (Поглавље 3.2) дати су резултати зависности неутронске еквивалентне дозе од растојања између детектора и Am–Be извора према аутору [El-Sersy и др, 2004]. El-Sersy и др. су показали добро слагање између рачунате дозе са дозама мереним детектором CR-39 и неутронским дозиметром NM2. У овом раду је поређење представљено на Слици 56, али су величине које се пореде, јачина дозног еквивалента добијена рачунањем и мерењем што онемогућава директно поређење са El-Sersy и др (2004). Тенденција смањивања дозе је очекивано нађена у оба рада.

9.2. Поређење резултата прорачуна и мерења густине трагова

Дозни еквивалент неутрона и густина трагова су рачунати за различита растојања детектора од извора тј. различите неутронске флуksеве. Густина трагова представља број видљивих трагова (после нагризања) по јединичној детекторској површини окренутој неутронском извору. Добијени резултати су приказани на Слици 57 где густина трагова линеарно зависи од јачине дозног еквивалента неутрона за различите скинуте слојеве.

CR-39 детектор је озрачиван 17 h на растојањима $d = 5$ и $d = 10$ cm. За дате услове озрачивања јачина дозног еквивалента неутрона израчуната једначином (9.2) су 5.7 и 1.8 mSv/h, респективно. Након нагризања детектора у трајању од 5 и 10 h мерене густине трагова су представљене на Слици 57. Са слике се види добро слагање између мерених и рачунатих густина трагова. Мерне несигурности услед читавања одговарају стандардној девијацији и представљене су на слици. Повећањем скинутог слоја детектора расте број видљивих трагова тј. густина трагова.



Слика 57. Мерене и рачунате густине трагова у функцији јачине дозног еквивалента неутрона за различите скинуте слојеве.

Као резултат фитовања података са Сlike 57 добијена је следећа једначина

$$T_D = k \cdot H \quad (9.3)$$

где је T_D густина трагова [tracks/cm²], k је калибрациони коефицијент који има вредност $k = 15 \cdot h$ [tracks/(cm²·mSv)] где је h скинут слој у μm док је константа пропорционалности 15 је у μm^{-1} , а H је дозни еквивалент неутрона [mSv]. Калибрациони коефицијент, k , мења се са временом нагризања детектора тј. са скинутим слојем h . Калибрациони коефицијент, k , линеарно расте са временом нагризања тј. са скинутим слојем детектора у испитиваној области $6 \mu\text{m} < h < 24 \mu\text{m}$. Калибрациони коефицијент одређује везу између густине трагова са једне стране и дозног еквивалента неутрона са друге стране.

До сада је публиковано већи број радова на тему интеракције неутрона са детектором CR-39 у циљу одређивања калибрационог коефицијента тј. процене дозе неутрона на основу мерене и рачунате густине трагова. Међутим док други аутори [Deevband и др, 2011; Saint Martin и др, 2011; Castillo и др, 2013] одређују калибрациони коефицијент само за један скинут слој при задатим условима нагризања у овом раду је одређен калибрациони коефицијент који важи за скинуте слојеве у опсегу од $6 \mu\text{m}$ до $24 \mu\text{m}$. Важно је знати промену калибрационог коефицијента са дебљином скинутог слоја, јер се у разним лабораторијама примењују различити услови нагризања и различите дебљине скинутог слоја детектора CR-39.

ЗАКЉУЧАК

У овој докторској дисертацији представљен је модел интеракције неутрона из Am-Be извора са CR-39 детектором и модел раста трага и на тим моделима заснован фортрански програм који методом Монте Карло симулира целокупан процес детекције. Валидност модела (и програма) је потврђена добрим слагањем рачунате и измерене ефикасности детектора, као и рачунатих и измерених неутронских доза (јачина дозног еквивалента). Добро слагање експериментаних и симулационих резултата сугерише потенцијал CR-39 детектора за дозиметрију брзих неутрона.

У публикацијама [Milenković и др, 2010; 2011] које су проистекле из ове дисертације дат је опис развијеног програма, *Neutron_CR-39.F90* написаног у програмском језику Fortran 90, а који се састоји од три подпрограма: *Neutron.f90*, *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90*. Подпрограм *Neutron.f90* симулира интеракције неутрона из Am-Be извора са CR-39 детектором узимајући у обзир енергетски спектар емитованих неутрона, ефикасне пресеке процеса интеракције (као што су еластично и нееластично расејање и нуклеарне реакције настанка секундарних честица тј. алфа честица и протона) и угаоне расподеле секундарних честица. Резултат подпрограма је фајл *Protons Am-Be.dat* који садржи податке узмакнутих протона: угао узмака у односу на осу детектора; координате почетне и крајње тачке, почетну и депоновану енергију протона. Секундарне честице су креиране у различитим правцима и њихови латентни трагови су случајно орјентисани у детектору. Неки трагови ће бити нагрисани од тачке где је честица настала у смеру њеног кретања – директно нагрисање, док ће други бити нагрисани од тачке у којој се честица зауставила или у којој је напустила детектор у супротном смеру од смера њеног кретања – нагрисање у супротном смеру. Модели раста трага у директном и супротном смеру од смера кретања се посебно разматрају примењујући подпрограме *Trackfdmsame.f90* и *Trackfdmback.f90*, респективно. Ови подпрограми рачунају профиле и параметре трагова насталих након нагрисања детектора. У дисертацији су представљени резултати енергетско-угаоне расподеле створених протона и алфа честица, прорачун апсорбоване енергије по једном неутрону и прорачун параметара трагова нагрисаних у супротном смеру. Такође су представљени резултати прорачуна ефикасности нагрисања трагова у директном и супротном смеру. У програму се даље разматрају трагови протона као доминантних секундарних честица у односу на трагове алфа честица створених при интеракцији неутрона са детектором. У дисертацији су такође представљени резултати латентне ефикасности, ефикасности нагрисања и депоноване енергије протона.

Упоредо са симулацијом спроведено је експериментално озрачивање CR-39 детектора Am-Be неутронским извором, њихово нагризање и читавање са циљем поређења експерименталних и рачунски добијених резултата. Експериментални део рада састоји се у озрачивању детектора Am-Be извором у Лабораторији за заштиту од зрачења у Институту за нуклеарне науке у Винчи, као и хемијско третирање и читавање детектора, према стандардним процедурама, у постојећим лабораторијама на ПМФ-у у Крагујевцу.

Као главни научни доприноси овог рада могу се издвојити:

1. Израчуната вредност за конверзиони коефицијент флуенса у дозни еквивалент, h_ϕ , се добро слаже са вредностима датим у литератури, [ISO/DIS 8529, 2000; Burger и Schwaster, 1988]. Конверзиони коефицијент h_ϕ омогућава рачунање дозног еквивалента на основу флуенса.

2. Одређена је веза између одговора детектора израженог преко густине трагова и дозног еквивалента неутрона, односно флуенса, тј. одређен је калибрациони коефицијент, k . Густина трагова је линеарно зависна од дозног еквивалента неутрона за различите скинуте слојеве, чиме је одређен калибрациони коефицијент што је и био циљ ове докторске дисертације. Тиме је потврђена примена развијеног програма Neutron_CR-39.F90 у неутронској дозиметрији.

Детектор CR-39 има атомарни састав дат у Табели 1, који је сличан атомарном саставу ткива, али није потпуно исти, [Smilgys и др, 2013]. Иако неки аутори [Durham и др, 1989; Deevband и др, 2011] сматрају да је детектор CR-39 ткивно еквивалентан, детаљније испитивање ове тврдње није нађено у литератури. CR-39 детектор је погодан за детекцију и дозиметрију неутрона, што је показано и у овом раду. То је разлог да је овај детектор распрострањен у личној неутронској дозиметрији термалних и брзих неутрона.

Као будуће теме истраживања и наставка овог рада могу се навести испитивање ткивне еквивалентности неутрона, као и зависност одговора детектора од енергије (енергетска зависност осетљивости).

РЕФЕРЕНЦЕ

- Altieri, S.; Barth, R.F.; Bortolussi, S.; Roveda, L. and Zonta, L., *13th International Congress on Neutron Capture Therapy*. Applied Radiation and Isotopes (2009) 67:S1-379.
- Ambartsumian V. and Ivanenko D., *Об одном следствии теории дирака протонов и электронов (On a Consequence of the Dirac Theory of Protons and Electrons)*, Доклады Академии Наук СССР (Doklady Akademii Nauk SSSR / Proceedings of the USSR Academy of Sciences) (1930) Ser. A, no. 6, 153-155.
- Becker, H. and Bothe, W., *Die in Bor und Beryllium erregten γ -Strahlen*, Zeitschrift für Physik, (1932) 76(7-8): 421-438.
- Becker, H. and Bothe, W., *Künstliche Erregung von Kern- γ -Strahlen*, Zeitschrift für Physik, (1930) 66(5-6): 289-306.
- Bedogni, R.; Esposito, A.; Lovestam, G.; Garcia, M.J.; Virgolici, M., *The new PADC based fast neutron dosimetry system of the INFN-LNF*. Radiation Measurements (2008) 43, S491–S494.
- Bedogni, R.; Gualdrini, G.; Esposito, A.; Mishra., R.; Tripathy, S., *Design and test of an albedo personal neutron dosemeter based on PADC detectors*. Radiation Measurements (2009) 44: 972–976.
- Bordy, J. M.; Medioni, R. and Portal, G., *Spectrophotometric measurement of track density in CR-39 for high neutron dose determinations*. Nuclear Tracks and Radiation Measurements (1991) 19: 241-244.
- Brun, C.; Fromm, M.; Jouffroy, M.; Meyer, P.; Groetz, J.E.; Abel, F.; Chambaudet, A.; Dorschel, B.; Hermsdorf, D.; Bretschneider, R.; Kadner, K.; Kuhne, H., *Intercomparative study of the detection characteristics of the CR-39 SSNTD for light ions: Present status of the Besancon-Dresden approaches*. Radiation Measurements (1999) 31: 89-98.
- Burger, G. and Schwaster, R.B., TRS 285, IAEA, Vienna, 1988.
- Cartwright, B.G.; Shirk, E.K.; Price, P.B., *A nuclear track recording polymer of unique sensitivity and resolution*, Nuclear Instruments and Methods (1978) 153: 457-460.
- Castillo, F.; Espinosa, G., Golzarri, J.I.; Osorio, D.; Rangel, J.; Reyes, P.G.; Herrera, J.J.E., *Fast neutron dosimetry using CR-39 track detectors with polyethylene as radiator*. Radiation Measurements (2013) 50: 71-73.
- Chadwick, J., *The Existence of a Neutron*. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences (1932) 136: 692-708.

- Chadwick, J., *Bakerian Lecture. The Neutron*. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences (1933) 142: 846.
- Chichester, D. L.; Simpson, J. D., Lemchak, M., *Advanced compact accelerator neutron generator technology for active neutron interrogation field work*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry (2006) 271: 629-637.
- Cross, W. G., *Characteristics of track detectors for personal neutron dosimetry*. Nuclear Tracks (1986) 12: 533-542.
- Deevband, M. R.; Abdolmaleki, P.; Kardan, M. R.; Khosravi, H. R. and Taheri, M., *An investigation on the response of PADC detectors to neutrons*. Applied Radiation and Isotopes (2011) 69: 340-345.
- Dietze, G. and Alberts, W.G., *Why it is advisable to keep $w_R = 1$ and $Q = 1$ for photons and electrons*. Radiation Protection Dosimetry (2004) 109(4): 297–302.
- Dorn, R.V., *Boron neutron capture therapy (BNCT): a radiation oncology perspective*. International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics, (1994) 28: 1189–1201.
- Dörschel, B.; Hermsdorf, D.; Kadner, K., *Response of electrochemically etched CR-39 detectors to protons*. Radiation Measurements (1999a) 31: 137-140.
- Dörschel, B.; Bretschneider, R.; Hermsdorf, D.; Kadner, K.; Kühne, H., *Measurements of the track etch rates along proton and alpha particle trajectories in CR-39 and calculation of the detection efficiency*. Radiation Measurements, (1999b) 31: 103-108.
- Draaisma, F.S. and Verhagen, H.W., *Ten years of personal neutron dosimetry with albedo doseimeters in the Netherlands*. Radiation Protection Dosimetry (2002) 101: 293–296.
- Dupree, S. A. and Fraley, S. K., *A Monte Carlo Primer – A practical Approach to Radiation Transport*. Kluwer Academic/Plenum Publishers, New York, 2001.
- Durham, J. S.; Blue, T. E.; Wehring, B. W.; Ragheb, M. H. and Blue, J.W., *Microdosimetry in fast-neutron therapy by automatic readout of CR-39 solid state nuclear track detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B (1989) 36: 319-331.
- Durrani, S.A. and Bull, R.K., *Solid State Nuclear Track Detection. Principles Methods and Applications*, Pergamon Press, 1987.
- Durrani, S.A. and Ilic, R., *Radon Measurements by Etched Track Detectors: Applications in Radiation Protection, Earth Sciences and the Environment*, World Scientific, Singapore, 1997.
- El-Sersy, A.R.; Khaled, N.E.; Eman, S.A., *Determination of CR-39 detection efficiency for fast neutron registration and the absolute neutron dosimetry*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B (2004) 21: 443–448.

- El-Sersy, A.R., *Study of absolute fast neutron dosimetry using CR-39 track detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A (2010) 618: 234-238.
- Espinosa, G.; Font, Ll.; Fromm, M., *A review of the developments in nuclear track methodology as published in the proceedings of the International Conference on Nuclear Tracks in Solids from 1990 to 2008*. Radiation Measurements (2013) 50: 1-6.
- Evaluated Nuclear Data File, NNDC Brookhaven National Laboratory, U.S., <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>.
- Félix-Bautista, R.; Hernández-Hernández, C.; Zendejas-Leal, B.E.; Frago, R.; Golzarri, J.I.; Vázquez-López, C.; Espinosa, G., *Evolution of etched nuclear track profiles of alpha particles in CR-39 by atomic force microscopy*. Radiation Measurements (2013) 50: 197-200.
- Fernández, F.; Domingo, C.; Baixeras, C.; Luguera, E.; Zamani, M.; Debeauvais, M., *Fast neutron dosimetry with CR-39 using electrochemical etching*. Nuclear Tracks and Radiation Measurements (1991) 19: 467-470
- Fleischer, R.L.; Price, P.B.; Walker, R.M., *Solid state track detectors: Applications to nuclear science and geophysics*, Annual Review of Nuclear and Particle Science (1965) 15: 1-28.
- Fleischer, R.L.; Price, P.B.; Walker, R.M., *Nuclear Tracks in Solids: Principles and Applications*, University of California Press, Berkley, 1975.
- Fleischer, R.L., *Tracks to Innovation: Nuclear Tracks in Science and Technology*, Springer, 1998.
- Garny, S.; Mares, V.; Roos, H.; Wagner, F.M.; Rühm W., *Measurement of neutron spectra and neutron doses at the Munich FRM II therapy beam with Bonner spheres*. Radiation Measurements (2011) 46: 92-97.
- García, M.J.; Amgarou, K.; Domingo, C.; Fernández, F. *Neutron response study of two CR-39 personal dosimeters with air and Nylon converters*. Radiation Measurements (2005) 40: 607-611
- Geiger, K.W and Van der Zwan, L., *The neutron spectrum of a $^{241}\text{Am-Be}(\alpha,n)$ sources as simulated by accelerator produced α -particles*. The International Journal of Applied Radiation and Isotopes (1970) 24: 193-198.
- Goodsell, D.S., *The Molecular Perspective: Double-Stranded DNA Breaks*, The Oncologist, (2005) 10: 361-362.
- Griffith, R.V.; Thorngate, J.H.; Ruppel, D.W.; Fisher, J.C.; Tommasino, L.; Zapparoli, G., *Monoenergetic neutron response of selected etch plastics for personnel neutron dosimetry*. Radiation Protection Dosimetry (1981) 1: 61-71.
- Hall, E.J., *Radiobiology for the Radiologist*. Lippincott Williams & Wilkins, Philadelphia, 2000.

- Hermsdorf, D.; Bretschneider, R.; Dörschel, B.; Henniger, J., *Neutron response calculation on the basis of variable track etch rates along the secondary particle trajectories in CR-39*. Radiation Measurements (1999) 31: 431-436.
- Hermsdorf, D., *Measurement and comparative evaluation of the sensitivity V for protons and hydrogen isotopes registration in PADC detectors of type CR-39*. Radiation Measurements (2009) 44: 806–812.
- Hermsdorf, D. and Hunger, M., *Determination of track etch rates from wall profiles of particle tracks etched in direct and reversed direction in PADC CR-39 SSNTDs*. Radiation Measurements, (2009) 44: 766–774.
- Ho, J.P.Y.; Yip, C.W.Y.; Koo, V.S.Y.; Nikezic, D.; Yu, K.N., *Measurement of bulk etch rate of LR115 detector with atomic force microscopy*. Radiation Measurements (2002) 35: 571-573.
- Ho, J.P.Y., Yip, C.W.Y., Nikezic, D., Yu, K.N., *Effects of stirring on the bulk etch rate of CR-39 detector*. Radiation Measurements (2003) 36: 141-143.
- IAEA (International Atomic Energy Agency). *Nuclear Data for Neutron Therapy: Status and Future Needs*. IAEA-TECDOC-992, Austria, 1997.
- ICRP 26, *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. Pergamon Press, Oxford, (1977), Vol 1, Issue 3: 1-53.
- ICRP 60, *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. Pergamon Press, Oxford, (1991) Vol 21, Issues 1-3: 1-201.
- ICRP 74, *Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation*, Pergamon Press, Oxford, (1997) Vol 26, Issues 3-4.
- ICRP 92, *Relative biological effectiveness (RBE), quality factor (Q), and radiation weighting factor w_R* . Pergamon Press, Oxford, (2003) Vol. 33, Issue 4: 1-121.
- ICRP 103, *Quantities used in radiological protection*. Pergamon Press, Oxford, (2007) Anex B. Vol 37: 247-322.
- ICRP 107, *Nuclear Decay Data for Dosimetric Calculations*. Pergamon Press, Oxford, (2008) Vol. 38, Issue 3: 7-96.
- ICRP 116, *Conversion coefficients for radiological protection quantities for external radiation exposures*. Pergamon Press, Oxford, (2010) Vol 40, Issues 2-5: 1-257.
- ICRU Report 51, *Quantities and units in radiation protection dosimetry*. Bethesda, Maryland, 1993.
- ICRU Report 63, *Nuclear Data for Neutron and Proton Radiotherapy and for Radiation Protection*, ISBN 0-913394-62-9, 2000.
- Ilić, R.; Krištof, E.S.; Dijanošić, R.; Skvarč, J.; Dobnikar, R., *Thermal neutron dosimetry using electrochemically etched CR-39 detector*. Radiation Measurements (1995) 25: 453–456.

- ISO/DIS 8529, Reference Neutron Radiations – Part 1: *Characteristics and Methods of Production*, 2000.
- Ivanov, V.I., *Kurs dozimetri*. Atomizdat, Moskva, 1978.
- Jamil, K.; Ali, S.; Qureshi, I.E.; Rehman, F.; Khan, H.A.; Manzoor, S.; Waheed, A.; Cherubini, R., *Experimental and simulation study of neutron dosimetry at various neutron energies*. Radiation Measurements (1997) 28: 495–498.
- Johns, H.E. and Cunningham J.R., *The Physics of Radiology*. Charles C Thomas, Springfield, Illinois, 1983.
- Kankaanranta, L.; Seppälä, T.; Koivunoro, H., *Boron neutron capture therapy in the treatment of locally recurred head-and-neck cancer: Final analysis of a phase I/II trial*. International journal of radiation oncology, biology, physics (2011) 82(1): 67-75.
- Kato, I.; Fujita, Y.; Maruhashi, A., *Effectiveness of boron neutron capture therapy for recurrent head and neck malignancies*. Applied Radiation and Isotopes (2009) 67: S37-S42.
- Khan, Rao F.H.; Ahmad, N.; Aslam, Matiullah, *Studying the response of CR-39 detectors using the Monte Carlo technique*. Radiation Measurements (2001) 33: 129-137.
- Knoll, F. Glenn, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 2000.
- Kocsis, Z.S.; Dwivedi, K.K.; Brandt, R., *Studies on the track formation mechanism of the heavy ions in CR-39*. Radiation Measurements (1997) 28: 177-180.
- Krane, K. S., *Introductory nuclear physics*. John Wiley & Sons, New York, 1987.
- Lacoste, V., *Review of radiation sources, calibration facilities and simulated workplace fields*. Radiation Measurements (2010) 45: 1083-1089.
- Luszk-Bhadra, M.; Alberts, W.G.; Dietz, E.; Guldbakke, S., *Aspects of combining albedo and etched track techniques for use in individual neutron monitoring*. Radiat. Prot. Dosimetry (1993) 46: 31–36.
- Lux, I. and Koblinger, L., *Monte Carlo particle transport methods: Neutron and photon calculation*, CRC Press Boca Raton, Boston, 1991.
- Manno, I., *Introduction to the Monte-Carlo method*, Akademiai Kiado, Budapest, 1999.
- Marletta, G., *Chemical reactions and physical property modifications induced by keV ion beams in polymers*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B (1990) 46: 295-305.
- Martins, M.M.; Maurício, C.L.P.; da Fonseca, E.S.; da Silva, A.X., *Brazilian two-component TLD albedo neutron individual monitoring system*. Radiation Measurements (2010) 45: 1509-1512.

- Matiullah and Durrani, S. A. *Development of a personnel fast-neutron dosimeter based on CR-39 detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B (1987) 27: 465-469.
- Matiullah and Ahmad, N.,. *The influence of water/tissue phantom on the response of CR-39-based thermal neutron dosimeter*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B (1989) 43: 581-585.
- Matiullah; Ahmad, N.; Durrani, S.A.; Kudo, K., *A review of the use of CR-39 track detector in personnel neutron dosimetry and spectrometry*. Nucl. Instrum. and Methods B (1990) 51: 76-84.
- Milenkovic, B.; Stevanovic, N.; Krstic, D.; Nikezic, D., *Numerical solving of the track wall equation in LR115 detectors etched in direct and reverse directions*. Radiation Measurements (2009) 44: 57–62.
- Milenkovic, B.; Nikezic, D. and Stevanovic, N., *A simulation of neutron interaction from Am–Be source with the CR-39 detector*. Radiation Measurements (2010) 45: 1338-1341.
- Milenkovic B.; Stevanovic N.; Nikezic D.; Ivanovic M., *Computer program Neutron_CR-39 for simulation of neutrons from an Am-Be source and calculation of proton track profiles*. Computer Physics Communications (2011) 182: 1536-1542.
- Mosier-Boss, P. A.; Szpak, S.; Gordon, F. E.; Forsley, L. P. G., *Triple tracks in CR-39 as the result of Pd–D Co-deposition: evidence of energetic neutrons*. Naturwissenschaften (2009) 96: 135–142.
- Mukhin, K. N., *Experimental nuclear physics, Volume I, Physics of atomic nucleus*. Mir Publishers, Moscow, 1987.
- Ng, F.M.F.; Yip, C.W.Y.; Ho, J.P.Y.; Nikezic, D.; Yu, K.N., *Non-destructive Measurement of Active Layer Thickness of LR 115 SSNTD*. Radiation Measurements (2004) 38: 1-3.
- Nikezic, D. and Janicijevic, A., *Bulk etching rate of LR 115 detector*. Applied Radiation and Isotopes (2002) 57: 275-278.
- Nikezic, D. and Yu, K.N., *Three-dimensional analytical determination of the track parameters: over-etched tracks*. Radiation Measurements (2003a) 37: 39–45.
- Nikezic, D. and Yu, K.N., *Calculations of track parameters and plots of track openings and wall profiles in CR-39 detector*. Radiation Measurements (2003b) 37: 595–601.
- Nikezic, D. and Yu, K.N., *Formation and growth of tracks in nuclear track materials*. Materials Science and Engineering R (2004) 46: 51–123.
- Nikezic, D. and Yu, K.N., *Computer program TRACK_TEST for calculating parameters and plotting profiles for etch pits in nuclear track materials*. Computer Physics Communications (2006) 174: 160–165.

- Nikezic, D. and Yu, K.N., *Analyses of light scattered from etched alpha-particle tracks in PADC*. Radiation Measurements (2008a) 43: 1417 – 1422.
- Nikezic, D. and Yu, K.N., *Computer program TRACK_VISION for simulating optical appearance of etched tracks in CR-39 nuclear track detectors*. Computer Physics Communications (2008b) 178: 591–595.
- Nikezic, D.; Stevanovic, N.; Kostic, D.; Savovic, S.; Tse, K.C.C.; Yu, K.N., *Solving the track wall equation by the finite difference method*. Radiation Measurements (2008) 43: S76–S78.
- Noel, G.; Feuvret, L.; Ferrand, R.; Mazon, J.J., *Treatment with neutrons: hadron therapy part II: physical basis and clinical experience*. Cancer/Radiothérapie (2003) 7: 340-352.
- Nouh, S.A.; Abdel-Salam, M.H.; Ahmed Morsy, A., *Electrical, optical and structural behaviour of fast neutron-irradiation-induced CR-39 SSNTD*. Radiation Measurements (2003) 37: 25-29.
- Pálfalvi, J. and Sajó-Bohus, L., *Use of SSNTDs in neutron beam dosimetry*. Radiation Measurements (1997) 28: 483-488.
- Paretzke, H. G.; Benton, E.V.; Henke, R.P., *On particle track evolution in dielectric track detectors and charge identification through track radius measurement*. Nuclear Instruments and Methods (1973) 108: 73–80.
- Piesch, E. and Burgkhardt, B., *Albedo neutron dosimetry*, Radiation Protection Dosimetry (1985) 10: 175-188.
- Piesch, E.; Al-Najjar, S.A.; Ninmoiya, K., *Neutron dosimetry with CR-39 track detectors using electrochemical etching*. Radiation Protection Dosimetry (1989) 27: 215–230.
- Pignol, J.P., Slabbert, J., Binns, P., *Monte Carlo simulation of fast neutron spectra: Mean lineal energy estimation with an effectiveness function and correlation to RBE*. International Journal of Radiation Oncology, Biology, Physics (2001) 49: 251-260.
- Preston, H., *The Measurement of Personnel Neutron Dose in the Energy Region 0.5 eV–10 MeV with Thermoluminescent Lithium Fluoride*. United Kingdom Atomic Energy Authority. Report AEEW – M – 801, 1968.
- Pyu, A. and Fink, D., *Ion Track Etching*. Springer, Berlin, 2004.
- Rutherford, E., *Bakerian Lecture. Nuclear Constitution of Atoms*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character (1920) 97(686): 374-400.
- Sadiku, M.N.O., *Numerical techniques in electromagnetic*, Boca Raton, FL: CRC Press, USA, 1992.
- Савовић, Светислав, *Основи Монте-Карло метода са примерима примене у нуклеарној физици*. ПМФ, Крагујевац, 2003.

- Saint Martin, G.; López, F.; Bernaola, O. A., *Neutron dosimetry device using PADC nuclear track detectors*. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry (2011) 287: 635-638.
- Silk, E.C.H. and Barnes, R.S., *Examination of fission fragment tracks with an electron microscope*, Philosophical Magazine (1959) 4: 970-972.
- Sinenian, N.; Rosenberg, M. J.; Manuel, M.; McDuffee, S. C.; Casey, D. T.; Zylstra, A. B.; Rinderknecht, H. G.; Johnson, M. G.; Séguin, F. H.; Frenje, J. A.; Li, C. K.; Petrasso, R. D., *The response of CR-39 nuclear track detector to 1-9 MeV protons*. Review of Scientific Instruments (2011) 82: 103303.
- Smilgys, B.; Guedes, S.; Morales, M.; Alvarez, F.; Hadler, J.C.; Coelho, P.R.P.; Siqueira, P.T.D.; Alencar, I.; Soares, C.J.; Curvo, E.A.C., *Boron thin films and CR-39 detectors in BNCT: A method to measure the $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ reaction rate*. Radiation Measurements (2013) 50: 181-186.
- Соболь, И.М., *Численні методи Монте-Карло*, Издательство Наука, Москва, 1973.
- Somogyi, G. and Szalay, A.S., *Track diameter kinetics in dielectric track detector*, Nuclear Instruments and Methods (1973) 109: 211-232.
- Stevanovic, N.; Milenkovic, B.; Nikezic, D. *Software for Determination of Track Parameters in Nuclear Track Detectors Etched in Reverse Direction*. Horizons in Computer Science Research, Vol. 3, Nova Science Publishers, New York, 2011.
- Schwartz, R.B. and Eisenhauer, C.M., *Calibration of neutron albedo dosimeters*. Radiation Protection Dosimetry (2002) 102: 23–30.
- Tanner, R.J.; Bartlett, D.T.; Hager, L.G., *Recent enhancements to the understanding of the response of the NRPB neutron personal dosimeter*. Radiation Measurements (2001) 28: 457–461.
- Tommasino, L.; Zapparoli, G.; Griffith, R.V., *Electrochemical etching. 1. Mechanisms*. Nuclear Tracks and Radiation Measurements (1980a) 4: 191-196.
- Tommasino, L.; Zapparoli, G.; Griffith, R.V., *Electrochemical etching. 2. Methods, apparatus and results*. Nuclear Tracks and Radiation Measurements (1980b) 4: 197-201.
- Tommasino, L. and Harrison, K.G., *Damage track detectors for neutron dosimetry*. Radiation Protection Dosimetry (1985) 10: 207–217.
- TUNL (The Triangle Universities Nuclear Laboratory) Nuclear Data Group, U.S., <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>
- Turner, E. James, *Atoms, Radiation and Radiation Protection*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007.
- Vaupel, P. and Harrison, L., *Tumor Hypoxia: Causative Factors, Compensatory Mechanisms and Cellular Response*, The Oncologist (2004) 9: 4-9.

- Voyant, C.; Roustit, R.; Tatje, J.; Biffi, K.; Leschi, D.; Brianc, J.; Marcovici, C. L., *Therapeutic potential of atmospheric neutrons*. Reports of practical oncology and radiotherapy (2011) 16: 21–31.
- Walker, R.M.; Price, P.B.; Fleischer R. L., *A versatile disposable dosimeter for slow and fast neutrons*. Applied Physics Letters (1963) 3: 28-29.
- Wambersie, A., Richard, F., Breteau, N., *Development of fast neutron therapy worldwide. Radiobiological, clinical and technical aspects*. Acta Oncologica (1994) 33: 261-274.
- Yamamoto, M.; Yasuda, N.; Kurano, M., Kanai, T.; Furukawa, A., Ishigure, N. and Ogura, K., *Atomic force microscopic analyses of heavy ion tracks in CR-39*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B (1999) 152: 349-356.
- Yanch, J. C.; Shefer, R. E.; Busse, P. M., *Boron Neutron Capture Therapy*. Social Science & Medicine, (1999) 6(1): 18-27.
- Yasuda, N.; Yamamoto, M.; Miyahara, N.; Ishigure, N.; Kanai, T.; Ogura, K., *Measurement of bulk etch rate of CR-39 with atomic force microscopy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B (1998) 142: 111-116.
- Yasuda, N.; Koguchi, Y.; Tsubomatsu, M.; Takagi, T.; Kobayashi, I; Tsuruta, T. and Morishima, H., *Extremely high dose neutron dosimetry using CR-39 and atomic force microscopy*. Radiation Protection Dosimetry (2006) 120: 470-474.
- Yokoyama, K., Miyatake, S.I., Kajimoto, Y., Kawabata, S., Doi, A., Yoshida, T., Asano, T., Kirihata, M., Ono, K., Kuroiwa, T., *Pharmacokinetic study of BSH and BPA in simultaneous use for BNCT*. Journal of Neuro-Oncology (2006) 78: 227–232.
- Young, D.A., *Etching of radiation damage in lithium fluoride*. Nature (1958) 182: 375-357.
- Yu, K.N.; Ho, J.P.Y.; Nikezic, D.; Yip, C.W.Y., *Determination of the V function for CR-39 by atomic force microscope*. Recent advances in multidisciplinary applied physics (2005a) 29-34.
- Yu, K.N.; Ng, F.M.F.; Nikezic, D., *Measuring depths of sub-micron tracks in a CR-39 detector from replicas using atomic force microscopy*. Radiation Measurements (2005b) 40: 380-383.
- Ziegler, J.F.; Biersack, J.P.; Littmark, U., *The Stopping and Ranges of Ions in Solids*, Pergamon Press, Oxford, 1985. SRIM 2008 (<http://www.SRIM.org>).

ДОДАТАК А)

PROGRAM NEUTRON_CR39

```
!MONTE KARLO SIMULACIJA INTERAKCIJE NEUTRONA IZ Am-Be IZVORA
!SA DETEKTOROM CR-39 KAO I SIMULACIJA NAGRIZANJA
!PROGRAM ZA RACUNANJE DEPONOVANE ENRGIJE SEKUNDARNIH CESTICA I
!EFIKASNOSTI DETEKTORA
!AUTORI B. MILENKOVIC, N. STEVANOVIC I D. NIKEZIC
```

```
COMMON/ETCHINGCONDITIONS/RL
COMMON/BROJNEUTRONA/NUMBERNEUTRON
COMMON/GEOMETRY/HEIGHTD, WIDTHD, TICKNESSD, RSOURCE, HSOURCE,
HDISTSOURCE
COMMON/SLBR/ISEED1, ISEED2
```

```
OPEN (7,FILE='INPUT.DAT')
READ(7,*) NUMBERNEUTRON      !BROJ EMITOVANIH NEUTRONA
READ(7,*) HEIGHTD           !SIRINA DETEKTORA U cm
READ(7,*) WIDTHD           !DUZINA DETEKTORA U cm
READ(7,*) TICKNESSD        !DEBLJINA DETEKTORA U cm
READ(7,*) RSOURCE          !POLUPRECNIK IZVORA U cm
READ(7,*) HSOURCE          !VISINA IZVORA U cm
READ(7,*) HDISTSOURCE      !RASTOJANJE DETEKTOR-IZVOR
READ(7,*) RL                !SKINUT SLOJ U MIKROMETRIMA
CLOSE (7)
```

```
ISEED1=12345
ISEED2=54321
```

```
CALL NEUTRON(KK,AMASA,NULAZNEUTRON)
WRITE(*,*)'neutron'
```

```
!print*, kk, NULAZNEUTRON
!stop
```

```
!kk=86768
!NULAZNEUTRON=6618799
```

```
CALL TRACKFDMSAME(KK,TICKNESSD,NSAME,IPARTICLE,EDEPOSAME, &
DEPOUKPROT, NLATENT)
WRITE(*,*)'same'
```

```
CALL TRACKFDMBACK(KK,TICKNESSD,NBACK,IPARTICLE,EDEPOBACK)
WRITE(*,*)'opposite'
```

```
OPEN(9,FILE='RESULTS.DAT')
```

```
!V_DETEKTOR=HEIGHT*WIDTH*TICKNESS
!AMASA_DETEKTOR=RO*V_DETEKTOR

!WRITE(9,*)'Edt=', 1.*(EDEPOSAME+EDEPOBACK)/(NSAME+NBACK), '
      keV/track'
!WRITE(9,*)'Nn=', 1.*(NSAME+NBACK)/NUMBERNEUTRON, ' track/n'
!WRITE(9,*)'Edtn=',
      1.*(EDEPOSAME+EDEPOBACK)/(NSAME+NBACK)/NUMBERNEUTRON, '
      keV/vis track/n'
!WRITE(*,*)'Same direction', 1.*NSAME/NUMBERNEUTRON
!WRITE(*,*)'Opposite direction', 1.*NBACK/NUMBERNEUTRON
!WRITE(9,*)'Dvidtrag=', 1.*(EDEPOSAME+EDEPOBACK)/AMASA, ' keV/g'
!WRITE(9,*)'Dukupno=', 1.*(1.6e-10)*DEPOUKPROT/AMASA, ' mGy'

WRITE(9,*) 'BROJ UPALIH NEUTRONA', NULAZNEUTRON
WRITE(9,*) 'BROJ LATENTNIH U SKINUTOM SLOJU', NLATENT
WRITE(9,*) 'BROJ VIDLJIVIH TRAGOVA', NSAME+NBACK

!print*, 'EDEPOSAME', EDEPOSAME
!print*, 'EDEPOBACK', EDEPOBACK
!print*, NLATENT

print*, 'NSAME', NSAME
print*, 'NBACK', NBACK

close (9)

WRITE(*,*)'Program has been finished'

END PROGRAM
```

SUBROUTINE NEUTRON(KK,AMASA_DETEKTOR,NULAZNEUTRON)

!PODPROGRAM ZA INTERAKCIJU NEUTRONA IZ Am-Be IZVORA SA DETEKTOROM

REAL LAMBDA
REAL MH, MC, MO
INTEGER ATOM

COMMON/DIMENSIONS/HEIGHT, WIDTH, TICKNESS
COMMON/BROJNEUTRONA/NUMBERNEUTRON
COMMON/GEOMETRY/HEIGHTD, WIDTHD, TICKNESSD, RSOURCE, HSOURCE,
HDISTSOURCE
!COMMON/ETCHINGCONDITIONS/RL

COMMON/CLANOVICIN/ACIN(6,5000:20000)
COMMON/CLANOVIOEL/AOEL(6,1:20000)

COMMON/SLBR/ISEED1, ISEED2

! PODACI ZA EFIKASNE PRESEKE

DIMENSION SIGMAHE(11000), SIGMACE(11000),SIGMACN(11000),SIGMACA&
(11000),SIGMACP(11000),SIGMACT(11000),SIGMACTT(11000)
DIMENSION SIGMAOE(11000), SIGMAON(11000),SIGMAOA(11000),SIGMAOP&
(11000),SIGMAOT(11000),SIGMAOTT(11000)
DIMENSION SIGMATOTAL(11000),ZBIR_ATOM(11000)
DIMENSION SIGMACN1(11000), SIGMACN2(11000)
DIMENSION SIGMAON1(11000), SIGMAON2(11000), SIGMAON3(11000),&
SIGMAON4(11000), SIGMAON5(11000)

DIMENSION P(54),PK(54),EN(54)

!EFIKASNI PRESEK VODONIKA

OPEN(11, FILE='SIGMAH.DAT')
DO I=1, 11000
READ(11,*)SIGMAHE(i)
END DO
CLOSE(11)

!EFIKASNI PRESEK UGLJENIKA

OPEN(13, FILE='SIGMAC.DAT')
DO I=1,11000
READ(13,*)SIGMACE(I),SIGMACN(I),SIGMACA(I),SIGMACP(I),SIGMACT(I)
END DO
CLOSE(13)

!EFIKASNI PRESEK KISEONIKA

OPEN(15, FILE='SIGMAO.DAT')
DO I=1,11000
READ(15,*)SIGMAOE(I),SIGMAON(I), SIGMAOA(I),SIGMAOP(I),SIGMAOT(I)
END DO
CLOSE(15)

!PODACI ZA ENERGIJU NEUTRONA IZ Am-Be SPEKTRA


```

SUMA=0.
OPEN(17, FILE='NEUTRON_ENERGY.DAT')
DO I=1,54
READ(17,*)EN(I),P(I)
SUMA=SUMA+P(I)
PK(I)=SUMA
END DO
CLOSE(17)

!EFIKASNI PRESEK PRVA DVA POBUJENA STANJA JEZGRA UGLJENIKA
OPEN(19, FILE='SIGMAC_CR_EXC.DAT')
DO I=1,11000
READ(19,*)SIGMACN1(I),SIGMACN2(I)
END DO
CLOSE(19)

!EFIKASNI PRESEK PRVIH PET POBUJENIH STANJA JEZGRA KISEONIKA
OPEN(21, FILE='SIGMAO_CR_EXC.DAT')
DO I=1,11000
READ(21,*)SIGMAON1(I),SIGMAON2(I),SIGMAON3(I),SIGMAON4(I),&
      SIGMAON5(I)
END DO
CLOSE(21)

KK=0      !BROJ STVORENIH PROTONA

! ZBIR EFIKASNIH PRESEKA ZA ELAST I NEELAST PROCESSE NA JEZGRU C
SIGMACTT=SIGMAE+SIGMACN+SIGMACA+SIGMACP
! ZBIR EFIKASNIH PRESEKA ZA ELAST I NEELAST PROCESSE NA JEZGRU O
SIGMAOTT=SIGMAOE+SIGMAON+SIGMAOA+SIGMAOP

PI=4.*ATAN(1.)

HEIGHT=HEIGHTD
WIDTH=WIDTHD
TICKNESS=TICKNESSD

XD=HEIGHT/2.
YD=WIDTH/2.

RO=1.32      ! GUSTINA DETEKTORA U g/cm3

WH=18./37.   ! MASENI UDEO VODONIKA
MH=18.*1.   ! MOLARNA MASA VODONIKA U g/mol
WC=12./37.   ! MASENI UDEO UGLJENIKA
MC=12.*12.  ! MOLARNA MASA UGLJENIKA U g/mol
WO=7./37.   ! MASENI UDEO KISEONIKA
MO=7.*16.   ! MOLARNA MASA KISEONIKA U g/mol

ZBIR_ATOM=18.*SIGMAHE+12.*SIGMACT+7.*SIGMAOT

amw=18.*1.+12.*12.+7.*16.
SIGMATOTAL=(RO*0.602/amw)*(18.*SIGMAHE+12.*SIGMACT+7.*SIGMAOT)

```

! SIGMATOTAL JE UKUPNI EFIKASNI PRESEK MOLEKULA C12H18O7 U cm-1

WRITE(*,*)'PLEASE WAIT.....'
WRITE(*,*)'SIMULATION OF NEUTRONS'

! ODAVDE POCINJE SIMULACIJA TJ EMITOVANJE JEDNOG NEUTRONA

NSIMU=NUMBERNEUTRON

NALFA_NAZAD=0
NALFA=0
NPROT_NAZAD=0
NPROT=0
PROT=0
NRASKIS=0
NINUGLJ=0
NINT=0

OPEN(30, FILE='PROTONS_AMBE.DAT')
OPEN(33, FILE='UGAO.DAT')
OPEN(225, FILE='PROTON_ENERGY.DAT')
OPEN(115, FILE='VISIBLE_PROTON_ENERGY.DAT')

UKDEPOENE=0.
DEPONEUTRON=0.
NULAZNEUTRON=0.
nprovera=0

DO I=1, NSIMU

!ODABIR TACAKE IZ KOJE SE EMITUJE NEUTRON IZ IZVORA I PRAVCA
KRETANJA ZA KONTAKTNO OZRACIVANJE

!COMMON/SLBR/ISEED1, ISEED2
CALL random_numberx(BR1)
CALL random_numberx(BR2)
CALL random_numberx(BR3)

RSL=RSOURCE*SQRT(BR1)
FISL=2.*PI*BR2

XSL=RSL*COS(FISL)
YSL=RSL*SIN(FISL)
ZSL=-HDISTSOURCE -HSOURCE*BR3 ! zapreminska geometrija

CALL random_numberx(UNI1)
FIS=2.*PI*UNI1

CALL random_numberx(UNI2)
TETAS=ACOS(2.*UNI2-1.)

PZ=COS(TETAS)
IF(PZ<0)cycle

```

PX=SIN(TETAS)*COS(FIS)
PY=SIN(TETAS)*SIN(FIS)

T=-ZSL/PZ

X=PX*T+XSL
Y=PY*T+YSL

IF(X<-XD.OR.X>XD.OR.Y<-YD.OR.Y>YD)CYCLE

XDET=X    ! KOORDINATE TACKE U KOJOJ JE NEUTRON USAO U DETEKTOR
YDET=Y

! ODABIR TACAKA KADA JE DETEKTOR NA RASTOJANJU

!!CALL random_numberx(BR1)
!!CALL random_numberx(BR2)
!!CALL random_numberx(BR3)

!!RSL=RSOURCE*SQRT(BR1)
!!FISL=2.*PI*BR2

!!XSL=RSL*COS(FISL)
!!ZSL=-HDISTSOURCE+RSL*SIN(FISL)

!!YSL=HSOURCE*(-0.5+BR3)

!!CALL random_number(UNI1)
!!FIS=2.*PI*UNI1
!!CALL random_number(UNI2)
!!TETAS=ACOS(2.*UNI2-1.)

!!PZ=COS(TETAS)
!!PX=SIN(TETAS)*COS(FIS)
!!PY=SIN(TETAS)*SIN(FIS)

!!IF(PZ<0)CYCLE

!! T=-ZSL/PZ

!!X=PX*T+XSL
!! Y=PY*T+YSL

!! IF(X<-XD.OR.X>XD.OR.Y<-YD.OR.Y>YD)CYCLE

!! XDET=X
!! YDET=Y

!ODABIR ENERGIJE NEUTRONA
CALL random_numberx(GAMA)

```

```

II=2
DO
  IF (PK ( II ) >= GAMA ) THEN
    ENX=EN ( II - 1 ) + ( gama - PK ( II - 1 ) ) * ( EN ( II ) - EN ( II - 1 ) ) / ( PK ( II ) - PK &
      ( II - 1 ) )
    EXIT
  END IF
  II=II+1
END DO

!ENX=4.5      ! OVO JE ZA MONOENERGETSKE NEUTRONE
ENX=1000.*ENX
ENX0=ENX

NULAZNEUTRON=NULAZNEUTRON+1      ! BROJI NEUTRONE UPALE U DETEKTOR

IF ( ENX < 10 ) FAK=5.              ! RADIJACIONI TEZINSKI FAKTORI
IF ( ENX >= 10 . AND . ENX < 100 ) FAK=10 .
IF ( ENX >= 100 . AND . ENX < 2000 ) FAK=20 .
IF ( ENX >= 2000 . ) FAK=10 .

  X=XDET
  Y=YDET
  Z=0 .

kkk=0

11 CONTINUE

IF ( ENX < 1 . ) THEN
DEPONEUTRON=DEPONEUTRON+fak* ( enx0-
  enx ) * ( ( SIGMATOTAL ( INT ( ENX0 ) ) ) / RO )      ! U ( keV/g ) * cm2
NREAKCNEUTRON=NREAKCNEUTRON+1
CYCLE
END IF

CALL random_numberx ( U1 )

LAMBDA=-LOG ( 1 . - U1 ) / ( SIGMATOTAL ( INT ( ENX ) ) )
! LAMBDA JE SREDNJI SLOBODNI PUT NEUTRONA
! KOORDIANTE TACKE U KOJOJ DOLAZI DO SUDARA NEUTRONA SA METOM

  X=X+LAMBDA*PX
  Y=Y+LAMBDA*PY
  Z=Z+LAMBDA*PZ

!ISPITIVANJE DA LI JE META U EFEKTIVNOJ ZAPREMINI DETEKTORA

IF ( X < -XD . OR . X > XD . OR . Y < -YD . OR . Y > YD . OR . Z < 0 . OR . Z > TICKNESS ) THEN
DEPONEUTRON=DEPONEUTRON+fak* ( enx0-enx ) * ( ( SIGMATOTAL ( INT ( ENX0 ) ) ) ) &
  / RO )
if ( enx0 > enx ) NREAKCNEUTRON=NREAKCNEUTRON+1
CYCLE

```

```

END IF

  nprovera=nprovera+1

!ODABIR ATOMA SA KOJIM NEUTRON INTERAGUJE

CALL random_numberx(TIP)
IF(TIP<18.*SIGMAHE(INT(ENX))/ZBIR_ATOM(INT(ENX)))THEN
ATOM=1
PROT=PROT+1
END IF
IF((18.*SIGMAHE(INT(ENX))/ZBIR_ATOM(INT(ENX)))<=TIP.AND.TIP<(18.*&
      SIGMAHE(INT(ENX))+12.*SIGMACT(INT(ENX)))/ZBIR_ATOM(INT&
      (ENX)))ATOM=2
IF(TIP>=(18.*SIGMAHE(INT(ENX))+12.*SIGMACT(INT(ENX)))/ZBIR_ATOM&
      (INT(ENX)))ATOM=3

CALL random_numberx(U2)

!ODREDJIVANJE TIPA INTERAKCIJE NEUTRONA SA ODABRANIM ATOMOM

SELECT CASE (ATOM)

  CASE (1)
    INDRAS=1

  CASE (2)
    INDRAS=0
    IF(U2<(SIGMAE(INT(ENX))/SIGMACTT(INT(ENX))))THEN
      INDRAS=1
    END IF

  CASE (3)
    INDRAS=0
    IF(U2<(SIGMAOE(INT(ENX))/SIGMAOTT(INT(ENX))))THEN
      INDRAS=1
    END IF

END SELECT

IF(INDRAS==1) THEN
  nint=nint+1

  IF(ATOM==1) THEN
    AMASAMETE=1.
    CALL ELASRAS(ENX,AMASAMETE,ENERASNEUT,PSI,EA,T)
    ! ELAST RASEJANJE NA VODONIKU
      ENE_PROTON_RECOIL=ENX-ENERASNEUT
      NPROT=NPROT+1

    !TRANSFORM. PRAVCA RASEJANJA PROTONA U KOORD SISTEM DET
    CALL ANGLE(TETAS,FIS,T,TETASN,FISN)

```

```
CALL DEPO_ENERGY(1.,X,Y,Z, ENE_PROTON_RECOIL, TETASN,
ENEDEPO, ZSTART, ZSTOP)
ENERGIJA_DEPO=ENERGIJA_DEPO+ENEDEPO
```

```
WRITE(30,303)TETASN*180./PI,ZSTART,ZSTOP,&
ENE_PROTON_RECOIL,& ENEDEPO
```

```
KK=KK+1
WRITE(33,*)TETASN*180./PI
IF(ENE_PROTON_RECOIL<200.)THEN
WRITE(225,*)ENE_PROTON_RECOIL
END IF
```

```
END IF
```

```
IF(ATOM==2) THEN
AMASAMETE=12.
! ELAST RASEJANJE NA UGLJENIKU
CALL ELASRAS(ENX,AMASAMETE,ENERASNEUT,PSI,EA,T)
END IF
```

```
IF(ATOM==3) THEN
NRASKIS=NRASKIS+1
AMASAMETE=16.
! ELAST RASEJANJE NA KISEONIKU
CALL ELASRAS(ENX,AMASAMETE,ENERASNEUT,PSI,EA,T)
END IF
```

```
!AKO SE NEUTRON RASEJAO POD UGLOM PSI U ODNOSU NA UPADNI PRAVAC
!TREBA TRANSFORMISATI PRAVAC RASEJANJA NEUTRONA U PRAVAC KOORD
!SISTEMA DETEKTORA
```

```
CALL ANGLE(TETAS,FIS, PSI,TETASN, FISN)
```

```
FIS=FISN
TETAS=TETASN
```

```
PX=SIN(TETAS)*COS(FIS)
PY=SIN(TETAS)*SIN(FIS)
PZ=COS(FIS)
```

```
ENX=ENERASNEUT
GOTO 11
```

```
END IF
```

```
IF(INDRAS==0) THEN
```

```
CALL random_numberx(U2)
```

```
!UZORKOVANJE NEELAST RASEJANJA NA ATOMU UGLJENIKA
IF(ATOM==2) THEN
```

```

ZBIR=SIGMACN( INT( ENX ) )+SIGMACA( INT( ENX ) )+SIGMACP( INT( ENX ) )

!NEELAST.RAS. KOJE REZULTUJE U POBUĐJENJU JEZGRA UGLJENIKA

  IF( U2<( SIGMACN( INT( ENX ) ) / ZBIR ) ) THEN
    NINT=NINT+1
    NINUGLJ=NINUGLJ+1

    CALL random_numberx( U3 )

    SIGMACNN=SIGMACN1( INT( ENX ) )+SIGMACN2( INT( ENX ) )

    IF( U3<( SIGMACN1( INT( ENX ) ) / SIGMACNN ) ) THEN
      ENX=ENX-4439
      goto 131
    END IF

    IF( U3>=( SIGMACN1( INT( ENX ) ) / SIGMACNN ) ) THEN
      ENX=ENX-7654
      goto 131
    END IF

131 continue

CALL random_numberx( U3PN )

TETAN=ACOS( 2.*U3PN-1. )

!TRANSFORM. PRAVCA RASEJANJA NEUTRONA U PRAVAC KOORD SISTEMA DET
CALL ANGLE( TETAS, FIS, TETAN, TETASN, FISN )

  FIS=FISN
  TETAS=TETASN

  PX=SIN( TETAS ) * COS( FIS )
  PY=SIN( TETAS ) * SIN( FIS )
  PZ=COS( FIS )

  GOTO 11

END IF

  ! ( N, ALFA ) REAKCIJA NA UGLJENIKU

  IF( ( SIGMACN( INT( ENX ) ) / ZBIR ) <= U2 . AND . U2 < ( SIGMACN( INT( ENX ) ) &
    +SIGMACA( INT( ENX ) ) ) / ZBIR ) THEN

    NINT=NINT+1

    IF( ENX<5701 ) CYCLE

    ENX=ENX-5701

```

```

CALL NEELASRAS(ENX,4.,9.,ENECES,PSIC,EJEZGRA,TJ)
      NALFA=NALFA+1
!TRANSFORMACIJA PRAVCA RASEJANJA ALFA CESTICE U PRAVAC
!KOORD SISTEMA DETEKTORA
CALL ANGLE(TETAS,FIS, PSIC,TETASN, FISN)

      IF(TETASN>PI/2.) NALFA_NAZAD=NALFA_NAZAD+1

CALL DEPO_ENERGY(4.,X,Y,Z, ENECES, TETASN, ENEDEPO,
ZSTART, ZSTOP)

      ENERGIJA_DEPO_ALFA=ENERGIJA_DEPO_ALFA+ENEDEPO

END IF

END IF

!UZORKOVANJE NEELAST RASEJANJA NA ATOMU KISEONIKA

IF(ATOM==3) THEN
ZBIR=SIGMAON(INT(ENX))+SIGMAOA(INT(ENX))+SIGMAOP(INT(ENX))

!NEELAST. RAS. KOJE REZULTUJE U POBUĐENJU JEZGRA
KISEONIKA

      IF(U2<(SIGMAON(INT(ENX))/ZBIR))THEN
NINT=NINT+1

      CALL random_numberx(U4)
SIGMAONN=SIGMAON1(INT(ENX))+SIGMAON2(INT(ENX))+SIGMAON3&
(INT(ENX))+SIGMAON4(INT(ENX))+SIGMAON5(INT(ENX))

      IF(U4<(SIGMAON1(INT(ENX))/SIGMAONN))THEN
ENX=ENX-6049
      goto 132
END IF

IF((SIGMAON1(INT(ENX))/SIGMAONN)<=U4.AND.U4<((SIGMAON1(INT
&(ENX))+SIGMAON2(INT(ENX)))/SIGMAONN))THEN
ENX=ENX-6917
      goto 132
END IF

IF(((SIGMAON1(INT(ENX))+SIGMAON2(INT(ENX)))/SIGMAONN)&
<=U4.AND.U4<((SIGMAON1(INT(ENX))+SIGMAON2(INT(ENX))&
+SIGMAON3(INT(ENX)))/SIGMAONN))THEN
ENX=ENX-8872
      goto 132
END IF
IF(((SIGMAON1(INT(ENX))+SIGMAON2(INT(ENX))+SIGMAON3(INT(ENX))&
/SIGMAONN)<=U4.AND.U4<((SIGMAON1(INT(ENX))+SIGMAON2(INT(&
ENX))+SIGMAON3(INT(ENX)))/SIGMAONN))THEN

```



```

        ENX=ENX-9585
        goto 132
    END IF

    IF(U4>=((SIGMAON1(INT(ENX))+SIGMAON2(INT(ENX))+SIGMAON3(&
    INT(ENX))+SIGMAON4(INT(ENX)))/SIGMAONN))THEN
        ENX=ENX-10360
        goto 132
    END IF

132 continue
CALL random_numberx(U3PN)

        TETAN=ACOS(2.*U3PN-1.)

!TRANSFORM. PRAVCA RASEJANJA NEUTRONA U PRAVAC KOORD SISTEMA DET
CALL ANGLE(TETAS,FIS, TETAN,TETASN, FISN)

FIS=FISN
TETAS=TETASN

PX=SIN(TETAS)*COS(FIS)
PY=SIN(TETAS)*SIN(FIS)
PZ=COS(FIS)

        GOTO 11

END IF

        ! (N,ALFA) REAKCIJA NA KISEONIKU

IF((SIGMAON(INT(ENX))/ZBIR)<=U2.AND.U2<(SIGMAON(INT(ENX))
& +SIGMAOA(INT(ENX)))/ZBIR)THEN

        NINT=NINT+1
        IF(ENX<2216)CYCLE
        ENX=ENX-2216

CALL NEELASRAS(ENX,4.,13.,ENECES,PSIC,EJEZGRA,TJ)
        NALFA=NALFA+1

        CALL ANGLE(TETAS,FIS, PSIC,TETASN, FISN)

                IF(TETASN>PI/2.) NALFA_NAZAD=NALFA_NAZAD+1

                CALL DEPO_ENERGY(4.,X,Y,Z, ENECES, TETASN, ENEDEPO,
& ZSTART, ZSTOP)
ENERGIJA_DEPO_ALFA=ENERGIJA_DEPO_ALFA+ENEDEPO

        END IF

        !(N,P) NUKLEARNA REAKCIJA NA KISEONIKU

```

```

        IF (U2>=( SIGMAON( INT( ENX ) )+SIGMAOA( INT( ENX ) ) ) /ZBIR) THEN
            NINT=NINT+1

        IF (ENX<9638) CYCLE
            ENX=ENX-9638

        CALL NEELASRAS(ENX,1.,16.,ENECES,PSIC,EJEZGRA,TJ)

        !TRANSFORM. PRAVCA RASEJANJA PROTONA U PRAVAC KOORD SIST
        !DETEKTORA

        CALL ANGLE(TETAS,FIS, PSIC,TETASN, FISN)

        CALL DEPO_ENERGY(1.,X,Y,Z, ENECES, TETASN, ENEDEPO,&
            ZSTART, ZSTOP)
        ENERGIJA_DEPO=ENERGIJA_DEPO+ENEDEPO

            WRITE(30,303)TETASN*180./PI,ZSTART,ZSTOP,&
                ENE_PROTON_RECOIL,ENEDEPO
            WRITE(33,*)TETASN*180./PI
            IF(ENE_PROTON_RECOIL<200.) THEN
                WRITE(225,*)ENE_PROTON_RECOIL
            END IF
            KK=KK+1

        END IF

    END IF

END DO

print*, nprovera

write(*,*)'DEPONEUTRON kev/g*s',DEPONEUTRON,
    NULAZNEUTRON,NREAKCNEUTRON

WRITE(*,*)'NALFA, NPROT',NALFA, NPROT

V_DETEKTOR=HEIGHT*WIDTH*TICKNESS
AMASA_DETEKTOR=RO*V_DETEKTOR

    303 FORMAT (5(F11.4,' '))

    CLOSE(30)
    CLOSE(33)
    CLOSE(225)

END SUBROUTINE

```

```

SUBROUTINE TRACKFDMSAME(NVIDLJIV, ICESTICA, DEPO, EDEPOUK)
!PODPROGRAM ZA RACUNANJE PROFILA TRAGOVA NAGRIZANIH U DIREKTNOM
!SMERU

!implicit real(8) (a-h,o-z)

real, ALLOCATABLE :: IKS(:), IPSILONN(:)
real, ALLOCATABLE :: IKSREZ(:), IPSILONREZ(:)
!real, ALLOCATABLE :: XKOORDD(:), YKOORDD(:), XKOORDG(:), YKOORDG(:)

COMMON/PARAM/VB,R
COMMON/VFJA/INDIKATOR_FJE
COMMON/PRATETA/TETA,H
COMMON/ETCHINGCONDITIONS/SKINUTO

OPEN(10,FILE='PROTONS_AmBe.DAT')
!OPEN(30,FILE='Sloj_osestljivost.TXT')

PI=4.*ATAN(1.)

!PRINT*, 'MOLIMO VAS ODABERITE UGAO POD KOJIM UPADA CESTICA (u
step)'
!READ*, TETA

!PRINT*, 'KOLIKO IZNOSI SKINUT SLOJ NAKON NAGRIZANJA (u
mikronima)'
!READ*, H
DX=0.01
VB=1.2

!*****
!ODABIR V FUNKCIJE POMOCU INDIKATORA FUNKCIJE, INDIKATOR_FJE
!INDIKATOR_FJE=1,CR-39

!PRINT*, 'MOLIMO VAS ODABERITE FUNKCIJU NAGRIZANJA'
!PRINT*, '1 - CR39'
!PRINT*, '2 - PROTON IN CR39'

!READ*, INDIKATOR_FJE
INDIKATOR_FJE=2

!print*, ' '
!print*, 'PLEASE, WAIT...'

IF(INDIKATOR_FJE==1.OR.INDIKATOR_FJE==2)THEN
GOTO 22
ELSE

!PRINT*, 'ZAO MI JE, UNELI STE POGRESAN BROJ'
!STOP

```

END IF

22 CONTINUE

!skinuto=6. !SKINUT SLOJ U mirkonima
SKINUT_SLOJ=SKINUTO

ICESTICA=0
NVIDLJIV=0
DEPO=0
EDEPOUK=0

DO

READ(10,*,ERR=200) TETAAA,ZSTART,ZSTOP, ENERGIJA,EDEPO

IF(TETAAA<90.) THEN
Z1=ZSTART
Z2=ZSTOP
TETAA=90.-TETAAA

ELSE

Z1=500.-ZSTART
Z2=500.-ZSTOP
TETAA=TETAAA-90.
END IF

ICESTICA=ICESTICA+1

EDEPOUK=EDEPOUK+EDEPO

ENER=0.001*ENERGIJA

! za proton

IF(ener<1.) then

R = 10.99*ener - 6.45*ener**2 + 30.3*ener**3-15.42*ener**4

ELSE

R=-1.0932519 + 10.890959*ener + 9.9268459*ener**2 - &
0.20133432*ener**3+0.0052549999*ener**4

END IF

! ZA ALFA CESTICU

!IF(ener<1.) then

!R =0.087917525 + 8.9638804*ener-15.726437*ener**2 +&
18.675332*ener**3-7.7656136*ener**4

!else

!R=1.2601953 + 2.3943746*ener + 0.60535011*ener**2 +&
0.0059736948*ener**3-0.00055202445*ener**4

!end if

TETA=TETAA*PI/180.

IF(TETA==PI/2.)TETA=0.999*PI/2.

```

D=Z2

H=SKINUT_SLOJ-Z1

TNAGRIZANJA=H/VB

PRINT*, ICESTICA

IF(SKINUT_SLOJ<=Z1)CYCLE
if(h<=0.)cycle

VS=V(R)

IF(VS*SIN(TETA)<=1.)THEN
  hc=0.
!odrediti hc, dubinu gde trag pocinje
  DO XX=0.,R,DX
    IF(V(R-XX)*SIN(TETA)>1.)THEN

      HC=XX*SIN(TETA)

      EXIT
    END IF
  END DO

  IF(HC==0.or.hc>=H)cycle
END IF

!RACUNA VREME NAGRIZANJA DO DOMETA, TDOMET
CALL VINTEGRALSAME(R,0.,TDOMET)

!PRINT*, 'VREME NAGRIZANJA DO DOMETA', TDOMET

SLOJ=H*1./V(R)

!PRINT*, 'DONJA GRANICA ZA X OSU JE ',SLOJ

!USLOV DA LI JE TRAG PRENAGRIZEN ILI NE

IF(TDOMET>=TNAGRIZANJA) THEN          !NEPRENAGRIZEN TRAG
!PRINT*, ''
!print*, 'NEPREGRIZEN TRAG'
!PRINT*, ''

!RACUNA DUZINU DOKLE JE STIGAO RASTVOR, DUZINA=AL
DO AL=R,0., -DX
  CALL VINTEGRALSAME(AL,0.,TGRIZI)

  IF(TGRIZI<=TNAGRIZANJA)EXIT
END DO

DUZINA=AL

```

```

!PRINT*, 'DUZINA NEPRENAGRIZENOG TRAGA', DUZINA

NDIMN=(DUZINA-SLOJ)/DX+1
NDIMREZ=NDIMN

ALLOCATE( IKSREZ(NDIMN), IPSILONREZ(NDIMN) )
ALLOCATE( IKS(NDIMN), IPSILONN(NDIMN) )

!RACUNANJE KOORDINATA TACAKA NA ZIDU TRAGA

B=0. !POCETNA VREDNOST, ODGOVARA USLOVU Y(DUZINA)=0.
I=0

DO X=DUZINA, SLOJ, -DX
!MENJA SE X OD DUZINE DO SKINUTOG SLOJA SA KORAKOM DX

    I=I+1
    CALL WALLSAME(B,R,X,DX,RESENJE)

    IKS(I)=X
    IPSILONN(I)=B
    B=RESENJE

END DO

IKSREZ=IKS
IPSILONREZ=IPSILONN

ELSE !TRAG JE PRENAGRIZEN

!PRINT*, ''
!print*, 'PRENAGRIZEN TRAG'
!PRINT*, ''

DODAT=VB*(TNAGRIZANJA-TDOMET)
!PRINT*, 'RASTOJANJE KOJE PREDJE RASTVOR POSLE DOMETA', DODAT

!RACUNANJE KOORDINATA TACAKA NA ZIDU PRENAGRIZENOG TRAGA

B=0. !POCETNA VREDNOST, ODGOVARA USLOVU Y(DUZINA)=0.
I=0

NDIMN=INT((0.9*R-SLOJ)/DX)+1
NDIMREZ=NDIMN+500-1

!DO XX=0.999*R, SLOJ, -DX
!PRINT*, XX
!TETAG=ASIN(1.D0/V(R-XX))

!IF(TETA.LT.TETAG) THEN
!PRINT*, ' TRAG SE NE MOZE FORMIRATI POD OVIM USLOVIMA'
!STOP
!END IF

```

```

! END DO

ALLOCATE ( IKSN (NDIMN) , IPSILONN (NDIMN) )
          ALLOCATE ( IKSREZ (NDIMREZ) , IPSILONREZ (NDIMREZ) )

DO X=0.9*R, SLOJ, -DX
  !MENJA SE X OD DUZINE DO SKINUTOG SLOJA SA KORAKOM DX

I=I+1

CALL WALLSAME ( B , R , X , DX , RESENJE )

UGAO=ASIN ( 1 .D0 /V ( R-X-B* ( B-RESENJE ) /DX ) )
IKSN ( I )=X+DODAT*SIN ( UGAO )
IPSILONN ( I )=B+DODAT*COS ( UGAO )

B=RESENJE

END DO

DX_DODAT=( R+DODAT-IKSN ( 2 ) ) / 500 .

DO K=1 , NDIMREZ
IF ( K<=500 ) THEN
IKSREZ ( K )= ( R+DODAT ) - ( K-1 ) *DX_DODAT

IF ( K==1 ) THEN
IPSILONREZ ( K )=0 .
CYCLE
END IF

      podkoren=DODAT**2- ( IKSREZ ( K ) -R ) **2
      if ( podkoren<=0 . ) podkoren=0 .

IPSILONREZ ( K )=SQRT ( podkoren )
ELSE
IKSREZ ( K )=IKSN ( K-499 )
IPSILONREZ ( K )=IPSILONN ( K-499 )
END IF
END DO

END IF

! DEO PROGRAMA ZA PRESEK PRAVE SA "ZIDOM TRAGA"
!*****
      RAZ1=1 .E+20
      RAZ2=1 .E+20

      IDONJE=1
      IGORNJE=1

IF ( PRAVASAME ( IKSREZ ( 1 ) ) <=0 . ) THEN

```

```

!TADA PRAVASAME SECE I GORNJU I DONJU LINIJU TRAGA
INDZIDA=1

      DO L=1,NDIMREZ-1
        IF(IPSILONREZ(L)<=PRAVASAME(IKSREZ(L)))EXIT
        IGORNJE=L
      END DO

      DO L=1,NDIMREZ-1
        IF(IPSILONREZ(L)<=-PRAVASAME(IKSREZ(L)))EXIT
        IDONJE=L
      END DO

ELSE   !PRAVASAME SECE SAMO GORNJU LINIJU TRAGA

INDZIDA=0
      DO L=1,NDIMREZ-1
        IF(IPSILONREZ(L)>=PRAVASAME(IKSREZ(L)))EXIT
        IDONJE=L
      END DO

      IBROJ=IDONJE+1
      IGORNJE=IBROJ

      DO L=IBROJ,NDIMREZ-1
        IF(IPSILONREZ(L)<=PRAVASAME(IKSREZ(L)))EXIT
        IGORNJE=L
      END DO

END IF
!*****
!sada treba racunati veliku osu i rotirati koordinate traga

IF(INDZIDA==1)THEN
  VELIKA_OSA=SQRT((IPSILONREZ(IGORNJE)+IPSILONREZ(IDONJE))&
    **2+(IKSREZ(IGORNJE)-IKSREZ(IDONJE))**2)
  ELSE
    IF(IGORNJE>=(NDIMREZ-1)) GOTO 111

    VELIKA_OSA=SQRT((IPSILONREZ(IGORNJE)-IPSILONREZ(IDONJE))&
      **2+(IKSREZ(IGORNJE)-IKSREZ(IDONJE))**2)
  END IF

  IF(VELIKA_OSA>=1.)THEN   !TADA JE TRAG VIDLJIV
    NVIDLJIV=NVIDLJIV+1
    DEPO=DEPO+EDEPO
  END IF

  111 CONTINUE

DEALLOCATE (IKSN,IPSILONN)
DEALLOCATE (IKSREZ,IPSILONREZ)

```



```
!DEALLOCATE (XKOORDD, YKOORDD, XKOORDG, YKOORDG)

END DO

200 CONTINUE

!WRITE(30,*)SKINUTO, 1.*NVIDLJIV/ICESTICA,DEPO/EDEPOUK

CLOSE(10)

END SUBROUTINE

FUNCTION PRAVASAME(X)
!implicit real(8) (a-h,o-z)

COMMON/PRATETA/TETA,H

PRAVASAME=-TAN(TETA)*X+H/COS(TETA)
END FUNCTION
```

```

SUBROUTINE TRACKFDMBACK(NVIDLJIV, ICESTICA, EDEPENER)
!PODPROGRAM ZA RACUNANJE PROFILA TRAGOVA NAGRIZANIH U SUPROTNOM
!SMERU

!implicit real(8) (a-h,o-z)

real, ALLOCATABLE :: IKS(:), IPSILONN(:)
real, ALLOCATABLE :: IKSREZ(:), IPSILONREZ(:)
!!real, ALLOCATABLE :: XKOORDD(:), YKOORDD(:), XKOORDG(:), YKOORDG(:)

REAL LSTART

COMMON/PARAM/VB,R
COMMON/VFJA/INDIKATOR_FJE
COMMON/PRATETA/TETA,H,LSTART
COMMON/ETCHINGCONDITIONS/SKINUTO

OPEN(10,FILE='PROTONS_AmBe.DAT')

PI=4.*ATAN(1.)

!PRINT*, 'MOLIMO VAS ODABERITE UGAO POD KOJIM UPADA CESTICA (u
step)'
!READ*, TETA

!PRINT*, 'KOLIKO IZNOSI SKINUT SLOJ NAKON NAGRIZANJA (u
mikronima)'
!READ*, H
DX=0.01
VB=1.2
!TNAGRIZANJA=2.

!*****
!ODABIR V FUNKCIJE POMOCU INDIKATORA FUNKCIJE, INDIKATOR_FJE
!INDIKATOR_FJE=1,CR-39

!PRINT*, 'MOLIMO VAS ODABERITE FUNKCIJU NAGRIZANJA'
!PRINT*, '1 - CR39'
!PRINT*, '2 - PROTON IN CR39'

!READ*, INDIKATOR_FJE
INDIKATOR_FJE=2

!print*, '
!print*, 'PLEASE, WAIT...'

IF(INDIKATOR_FJE==1.OR.INDIKATOR_FJE==2)THEN
GOTO 22
ELSE

!PRINT*, 'ZAO MI JE, UNELI STE POGRESAN BROJ'

```

```

STOP
END IF

22 CONTINUE

!PRINT*, 'AKO JE NAGRIZANJE FROM TOP PRITISNI           1'
!PRINT*, 'AKO JE NAGRIZANJE FROM BOTTOM PRITISNI       2'

!READ*, NSTRANA
!NSTRANA=1

!if(nstrana==1)OPEN(10,FILE='Prot u suprot z ose.txt')
!if(nstrana==2)OPEN(10,FILE='Prot u smeru z ose.txt')

!DO SKINUTO=2., 20., 2.
!  SKINUTO=6.

  !PRINT*, 'SKINUTO',SKINUTO

!skinuto=10.      !SKINUT SLOJ U mirkonima
SKINUT_SLOJ=SKINUTO

ICESTICA=0
NVIDLJIV=0
EDEPUK=0
EDEPOENER=0

DO

READ(10,*,ERR=201) TETAAA,ZSTART,ZSTOP, ENERGIJA,EDEPO

IF(TETAAA>90.)THEN !Ako je nagrizanje from top
Z2=ZSTART
Z1=ZSTOP
TETAA=TETAAA-90.
ELSE
Z1=500.-ZSTOP
Z2=500.-ZSTART
TETAA=90.-TETAAA

END IF

ICESTICA=ICESTICA+1

EDEPUK=EDEPUK+EDEPO

ENER=0.001*ENERGIJA
! za proton
IF(ener<1.)then
R =0.15528012 + 7.9452317*ener+4.1353536*ener**2+15.640939&
      *ener**3 -9.1179753*ener**4
ELSE

```

```

R=-1.0932519 + 10.890959*ener + 9.9268459*ener**2-0.20133432&
    *ener**3+0.0052549999*ener**4
END IF

! za alfa cesticu

!IF(ener<1.)then

!R =0.087917525 + 8.9638804*ener-15.726437*ener**2 +
    18.675332*ener**3-7.7656136*ener**4
!else
!R=1.2601953 + 2.3943746*ener + 0.60535011*ener**2
    +0.0059736948*ener**3-0.00055202445*ener**4
!end if

TETA=TETAA*PI/180.
IF(TETA==PI/2.)TETA=0.999*PI/2.

D=Z2          !TACKA NASTANKA CESTICE

IF(R*SIN(TETA)<=D)THEN
LSTART=0.
H=SKINUT_SLOJ-(D-R*SIN(TETA))
TNAGRIZANJA=H/VB

ELSE

H=SKINUT_SLOJ
LSTART=R-D/sin(teta)
TNAGRIZANJA=H/VB
END IF

PRINT*, ICESTICA

if(h<=0.)cycle

VS=V(LSTART)

    IF(VS*SIN(TETA)<=1.)THEN

        hc=0.
!odrediti hc, dubinu gde trag pocinje
        DO XX=lstart,R,DX
            IF(V(XX)*SIN(TETA)>1.)THEN
                HC=XX*SIN(TETA)
                EXIT
            END IF

        END DO
        IF(HC==0.or.hc>=H)cycle
    END IF

NPREG=0

```

```

!RACUNA VREME NAGRIZANJA DO DOMETA, TDOMET
CALL VINTEGRAL(R,LSTART,TDOMET)

IF(TDOMET>=TNAGRIZANJA) THEN !NE PRENAGRIZEN TRAG

!RACUNA DUZINU DOKLE JE STIGAO RASTVOR, DUZINA=AL

DO AL=0.99*R,0., -DX
  CALL VINTEGRAL(AL,LSTART,TGRIZI)
  IF(TGRIZI<=TNAGRIZANJA)EXIT
END DO
  AL=AL+DX

SLOJ=LSTART+VB*TDOMET

NDIMN=(AL-SLOJ)/DX+1
NDIMREZ=NDIMN

ALLOCATE(IKSREZ(NDIMN),IPSILONREZ(NDIMN))
ALLOCATE(IKSN(NDIMN),IPSILONN(NDIMN))

!RACUNANJE KOORDINATA TACAKA NA ZIDU TRAGA

B=0. !POCETNA VREDNOST, ODGOVARA USLOVU Y(DUZINA)=0.
I=0

DO X=AL, SLOJ, -DX
  !MENJA SE X OD DUZINE DO SKINUTOG SLOJA SA KORAKOM DX

  I=I+1
  CALL RACUNANJE_ZIDA(B,R,X,DX,RESENJE)

  IKSN(I)=X
  IPSILONN(I)=B

  B=RESENJE

END DO

IKSREZ=IKSN
IPSILONREZ=IPSILONN

ELSE !TRAG JE PRENAGRIZEN
  NPREG=1
  !!PRINT*, ''
  !!print*, 'PRENAGRIZEN TRAG'
  !!PRINT*, ''

DODAT=VB*(TNAGRIZANJA-TDOMET)

!PRINT*, 'RASTOJANJE KOJE PREDJE RASTVOR POSLE DOMETA', DODAT
!RACUNANJE KOORDINATA TACAKA NA ZIDU PRENAGRIZENOG TRAGA

```

```

B=0. !POCETNA VREDNOST, ODGOVARA USLOVU Y(DUZINA)=0.
I=0

      SLOJ=LSTART+VB*TDOMET

      NDIMN=INT((0.99*R-SLOJ)/DX)+1
      NDIMREZ=NDIMN+500-1

      ALLOCATE(IKSN(NDIMN),IPSILONN(NDIMN))
      ALLOCATE(IKSREZ(NDIMREZ),IPSILONREZ(NDIMREZ))

DO X=0.99*R, SLOJ, -DX
  !MENJA SE X OD DUZINE DO SKINUTOG SLOJA SA KORAKOM DX
  I=I+1

  CALL RACUNANJE_ZIDA(B,R,X,DX,RESENJE)

  UGAO=ASIN(1.D0/V(X+B*(B-RESENJE)/DX))

  IKSN(I)=X+DODAT*SIN(UGAO)
  IPSILONN(I)=B+DODAT*COS(UGAO)

  B=RESENJE

END DO

DX_DODAT=(R+DODAT-IKSN(2))/500.

DO K=1,NDIMREZ
  IF(K<=500)THEN
    IKSREZ(K)=(R+DODAT)-(K-1)*DX_DODAT

    IF(K==1)THEN
      IPSILONREZ(K)=0.
    CYCLE
  END IF
  podkoren= DODAT**2-(IKSREZ(K)-R)**2
  if (podkoren<=0.)podkoren=0.

  IPSILONREZ(K)=SQRT(podkoren)
  ELSE
    IKSREZ(K)=IKSN(K-499)
    IPSILONREZ(K)=IPSILONN(K-499)
  END IF
END DO

END IF

!DEO PROGRAMA ZA PRESEK PRAVE SA "ZIDOM TRAGA"
!*****
RAZ1=1.E+20
RAZ2=1.E+20

```

```

igornje=1
idonje=1

IF(PRAVABACK( IKSREZ(1) )<=0.) THEN
!TADA PRAVABACK SECE I GORNJU I DONJU LINIJU TRAGA
INDZIDA=1

      DO L=1,NDIMREZ-1
        IF( IPSILONREZ(L) <=PRAVABACK( IKSREZ(L) ) ) EXIT
        IGORNJE=L
      END DO

      DO L=1,NDIMREZ-1
        IF( -IPSILONREZ(L) <=PRAVABACK( IKSREZ(L) ) ) EXIT
        IDONJE=L
      END DO

ELSE   !PRAVABACK SECE SAMO GORNJU LINIJU TRAGA

INDZIDA=0
      DO L=1,NDIMREZ -1
        IF( IPSILONREZ(L) >=PRAVABACK( IKSREZ(L) ) ) EXIT
        IDONJE=L
      END DO

      IBROJ=IDONJE+1
      IGORNJE=IBROJ

      DO L=IBROJ, NDIMREZ -1
        IF( IPSILONREZ(L) <=PRAVABACK( IKSREZ(L) ) ) EXIT
        IGORNJE=L
      END DO

END IF

!*****
!sada treba racunati veliku osu i rotirati koordinate traga

IF(INDZIDA==1) THEN

      VELIKA_OSA=SQRT( ( IPSILONREZ( IGORNJE)+IPSILONREZ( IDONJE) ) **
      2+( IKSREZ( IGORNJE) - IKSREZ( IDONJE) ) ** 2 )

ELSE
IF(IGORNJE>=(NDIMREZ-1)) GOTO 112
      VELIKA_OSA=SQRT( ( IPSILONREZ( IGORNJE) - IPSILONREZ( IDONJE) ) ** 2&
      +( IKSREZ( IGORNJE) - IKSREZ( IDONJE) ) ** 2 )
END IF

IF(VELIKA_OSA>=1.) THEN   !TADA JE TRAG VIDLJIV
NVIDLJIV=NVIDLJIV+1
EDEPENER=EDEPENER+EDEPO

```

END IF

112 CONTINUE

DEALLOCATE (IKSN, IPSILONN)
DEALLOCATE (IKSREZ, IPSILONREZ)
!!DEALLOCATE (XKOORDD, YKOORDD, XKOORDG, YKOORDG)
END DO ! ZA UCITAVANJE IZ FAJLE 'PODACI.TXT'

201 CONTINUE

!WRITE(*,*) SKINUT_SLOJ, 1.*NVIDLJIV/ICESTICA

CLOSE(10)

END SUBROUTINE

FUNCTION PRAVABACK(X)

!implicit real(8) (a-h,o-z)

REAL LSTART

COMMON/PRATETA/TETA, H, LSTART

PRAVABACK=-TAN(TETA)*X+(H+LSTART*SIN(TETA))/COS(TETA)

END FUNCTION


```
SUBROUTINE ANGLE(TETAS,FIS, PSI,TETASN, FISN)
!PODPROGRAM ZA TRANSFORMACIJU PRAVCA RASEJANOG UGLA CESTICE PSI U
!PRAVAC KOORD SISTEMA DETEKTORA
!TETAS I FIS SU UGLOVI POCETNOG PRAVCA NEUTRONA U ODNOSU NA KOORD
!SISTEM DETEKTORA
!PSI UGAO RASEJANJA U ODNOSU NA UPADNI PRAVAC NEUTRONA
!TETASN, FISN SU UGLOVI RASEJANJA NEUTRONA U ODNOSU NA KOO SISTEM
DETEKTORA

COMMON/SLBR/ISEED1, ISEED2

PI=4.*ATAN(1.)

CALL random_numberx(U3P)

    FI=2.*PI*real(U3P)

    PXNSEC=SIN(PSI)*COS(FI)
    PYNSEC=SIN(PSI)*SIN(FI)
    PZNSEC=COS(PSI)

PXNPRIM=PXNSEC*COS(TETAS)+PYNSEC*0.+PZNSEC*COS(PI/2.D0-TETAS)
PYNPRIM=PXNSEC*0.D0+PYNSEC*1.D0+PZNSEC*0.D0
PZNPRIM=PXNSEC*COS(PI/2.D0+TETAS)+PYNSEC*0.+PZNSEC*COS(TETAS)

PXN=PXNPRIM*COS(FIS)+PYNPRIM*COS(PI/2.D0+FIS)+PZNPRIM*0.D0
PYN=PXNPRIM*COS(PI/2.D0-FIS)+PYNPRIM*COS(FIS)+PZNPRIM*0.D0
PZN=PXNPRIM*0.D0+PYNPRIM*0.D0+PZNPRIM*1.D0

    PX=PXN
    PY=PYN
    PZ=PZN

TETASN=ACOS(PZ)
FISN=ATAN(PY/PX)

END SUBROUTINE
```

```
SUBROUTINE ELASRAS ( ENER , AMASAMETE , ENERASNEUT , PSI , EA , T )
! PODPROGRAM ZA RACUNANJE PARAMETARA ELASTICNOG RASEJANJA
! T JE UGAO RASEJANJA METE U ODNOSU NA POSETNI PRAVAC NEUTRONA
! EN JE POSETNA ENERGIJA NEUTRONA

COMMON/SLBR/ISEED1 , ISEED2

EN=ENER

AMN=1 .
AMA=AMASAMETE

CALL random_numberx(U2P)

!T=ACOS(1.-2.*U2P)
T=ACOS(U2P)

IF(AMA==1.)THEN
  EA=EN*(COS(T))**2           !AKO JE META ATOM H
  !EA=EN*0.5
  ENERASNEUT=EN-EA
  PSI=ASIN(COS(T))
  RETURN
END IF

!AKO JE META ATOM O ILI C
EA=EN*(4.*AMA*(COS(T))**2/(1+AMA)**2)   !ENERGIJA UZMAKLOG JEZGR
  METE

ENERASNEUT=EN-EA                 !ENERGIJA RASEJANOG
  NEUTRONA

PSI=ASIN(AMA*SIN(2.*T)*SQRT(1./(1.-2.*COS(2.*T)+AMA**2)))
!ANGLE OF SCATTERED NEUTRON

END SUBROUTINE
```

```

SUBROUTINE NEELASRAS (ENER, AMACEST, AMAOST, EC, PSI, EJ, T)
! PODPROGRAM ZA RACUNANJE PARAMETARA SEKUNDARNIH CESTICA STVORENIH
!U NUKLEARNIM REAKCIJAMA
COMMON/SLBR/ISEED1, ISEED2
EN=ENER*1.6E-16

AMN=1.
AMC=AMACEST
AMJ=AMAOST

VN=SQRT(2.*EN/(AMN*1.67E-27))
!BRZINA NEUTRONA PRE SUDARA(m/s)

CALL random_numberx(U2P)

T=ACOS(2.*U2P-1.)           !T JE UGAO JEZGRA OSTATKA

AA=(AMJ+AMC)*AMJ
BB=-2.*AMJ*VN*COS(T)
CC=-(AMC-1.)*VN**2
!OVE JEDNACINE SE DOBIJAJU IZ ZAKONA ODRZANJA ENERGIJE I IMPULSA

VJEZGRA1=(-BB+SQRT(BB**2-4.*AA*CC))/(2.*AA)           !BRZINA JEZGRA
VJEZGRA=VJEZGRA1

EJ=AMJ*(1.67E-27)*VJEZGRA**2/2.*(1./(1.6E-16))           !ENERGIJA JEZGRA

EC =ENER-EJ

PSI=ASIN(AMJ*(1.67E-27)*VJEZGRA*SIN(T)/SQRT(2.*AMC*(1.67E-27)&
*EC*(1.67E-16)))

!PSI JE UGAO NASTALE SEKUNDARNE CESTICE

END SUBROUTINE

```

```

SUBROUTINE DEPO_ENERGY(CESTICA, X,Y,Z,ENECES, PSIC, EDEPO, &
    ZSTART, ZSTOP)
!PODPROGRAM ZA RACUNANJE DEPONOVA NE ENERGIJE

COMMON/DIMENSIONS/HEIGHT, WIDTH, TICKNESS
COMMON/SLBR/ISEED1, ISEED2

    PI=4.*ATAN(1.)
    XD=HEIGHT/2.
    YD=WIDTH/2.
    ener=0.001*ENECES

IF (CESTICA==1.) THEN          ! PROTON
IF(ener<1.)then
DOMETMIKRO =0.15528012 + 7.9452317*ener+4.1353536*ener**2 + &
    15.640939*ener**3-9.1179753*ener**4
ELSE
DOMETMIKRO=-1.0932519 + 10.890959*ener + 9.9268459*ener**2 -&
    0.20133432*ener**3+0.0052549999*ener**4
END IF
END IF

IF(CESTICA==4.)THEN          ! ALFA CESTICA
IF(ener<1.)then
DOMETMIKRO =0.087917525 + 8.9638804*ener-15.726437*ener**2 +&
    18.675332*ener**3-7.7656136*ener**4
ELSE
DOMETMIKRO=1.2601953 + 2.3943746*ener + 0.60535011*ener**2 +&
    0.0059736948*ener**3-0.00055202445*ener**4
END IF
END IF

    DOMET=0.0001*DOMETMIKRO

    CALL random_numberx(UNI)

    FCES=2.*3.1415*UNI
    XC=X+DOMET*SIN(PSIC)*COS(FCES)
    YC=Y+DOMET*SIN(PSIC)*SIN(FCES)
    ZC=Z+DOMET*COS(PSIC)

    ZSTART=Z*10000.

    IF(XC<-XD.OR.XC>XD.OR.YC<-YD.OR.&
    YC>YD.OR.ZC<0.OR.ZC>TICKNESS)THEN

    CALL PRESEK(X,Y,Z, XC, YC, ZC, XPC, YPC, ZPC)

    PROLAZ=SQRT((XC-XPC)**2+(YC-YPC)**2+(ZC-ZPC)**2)

    !DO ENERGIJA=0., ENECES,0.01

```

```

ENERGIJA=0.
DO
    ener=0.001*ENERGIJA

IF (CESTICA==1.) THEN          ! PROTON
IF(ener<1.)then
DOMETOST =0.15528012 + 7.9452317*ener+4.1353536*ener**2 + &
    15.640939*ener**3-9.1179753*ener**4
ELSE
DOMETOST=-1.0932519 + 10.890959*ener + 9.9268459*ener**2 -&
    0.20133432*ener**3+0.0052549999*ener**4
END IF
END IF

IF(CESTICA==4.)THEN          ! ALFA CESTICA
IF(ener<1.)then
DOMETOST =0.087917525 + 8.9638804*ener-15.726437*ener**2 + &
    18.675332*ener**3-7.7656136*ener**4
ELSE
DOMETOST=1.2601953 + 2.3943746*ener + 0.60535011*ener**2 + &
    0.0059736948*ener**3-0.00055202445*ener**4
END IF
END IF

    IF(DOMETOST>=10000.*PROLAZ)THEN
        EPROLAZ=ENERGIJA-0.01
        EXIT
    END IF

    ENERGIJA=ENERGIJA+0.01
    IF(ENERGIJA>=ENECESES)EXIT
END DO

    EDEPO=ENECESES-EPROLAZ          !DEPONOVARANA ENERGIJA

    ZSTOP=ZPC*10000
ELSE
    EDEPO=ENECESES

    ZSTOP=ZC*10000
END IF

END SUBROUTINE

```

```

SUBROUTINE PRESEK(X0,Y0,Z0,X,Y,Z, XP,YP,ZP)
!PODPROGRAM ZA ODREDJIVANJE TACKE U KOJOJ JE SEKUNDARNA CESTICA
!NAPUSTILA DETEKTOR
COMMON/DIMENSIONS/HEIGHT, WIDTH, TICKNESS

XD=HEIGHT/2.
YD=WIDTH/2.

PX=(X-X0)/SQRT( (X-X0)**2+(Y-Y0)**2+(Z-Z0)**2 )
PY=(Y-Y0)/SQRT( (X-X0)**2+(Y-Y0)**2+(Z-Z0)**2 )
PZ=(Z-Z0)/SQRT( (X-X0)**2+(Y-Y0)**2+(Z-Z0)**2 )

IF (PX==0) XP=X0
IF (PY==0) YP=Y0
IF (PZ==0) ZP=Z0

IF (PY<0) THEN
YP=-YD
T=(YP-Y0)/PY
XP=PX*T+X0
ZP=PZ*T+Z0
IF (ZP>0.AND.ZP<TICKNESS.AND.XP>-XD.AND.XP<XD) RETURN
END IF

IF (PY>0) THEN
YP=YD
T=(YP-Y0)/PY
XP=PX*T+X0
ZP=PZ*T+Z0
IF (ZP>0.AND.ZP<TICKNESS.AND.XP>-XD.AND.XP<XD) RETURN
END IF

IF (PZ<0) THEN
ZP=0.
T=(ZP-Z0)/PZ
YP=PY*T+Y0
XP=PX*T+X0
IF (XP>-XD.AND.XP<XD.AND.YP>-YD.AND.YP<YD) RETURN
END IF

IF (PZ>0) THEN
ZP=TICKNESS
T=(ZP-Z0)/PZ
YP=PY*T+Y0
XP=PX*T+X0
IF (XP>-XD.AND.XP<XD.AND.YP>-YD.AND.YP<YD) RETURN
END IF

IF (PX<0) THEN
XP=-XD
T=(XP-X0)/PX
YP=PY*T+Y0

```

```
ZP=PZ*T+Z0
IF ( ZP>0 .AND. ZP<TICKNESS .AND. YP>-YD .AND. YP<YD ) RETURN
END IF

IF ( PX>0 ) THEN
XP=XD
T=(XP-X0)/PX
YP=PY*T+Y0
ZP=PZ*T+Z0
IF ( ZP>0 .AND. ZP<TICKNESS .AND. YP>-YD .AND. YP<YD ) RETURN
END IF

END SUBROUTINE
```

```
SUBROUTINE RANDOM_NUMBERX(RAND)
!PODPROGRAM ZA SLUCAJNE BROJEVE
COMMON/SLBR/ISEED1, ISEED2
REAL(8) uscale
USCALE=1.0D0/2.0D0**31

I1=ISEED1/53668
ISEED1=40014*(ISEED1-I1*53668)-I1*12211
IF(ISEED1.LT.0) ISEED1=ISEED1+2147483563
I2=ISEED2/52774
ISEED2=40692*(ISEED2-I2*52774)-I2*3791
IF(ISEED2.LT.0) ISEED2=ISEED2+2147483399
IZ=ISEED1-ISEED2
IF(IZ.LT.1) IZ=IZ+2147483562
RAND=IZ*USCALE
RETURN
END SUBROUTINE
```


FUNCTION V(y)

!V FUNKCIJA JE FUNKCIJA BRZINE NAGRIZANJA
COMMON/VDATA/A1,A2,A3,A4,A5
COMMON/VFJA/INDIKATOR_FJE

A1=0.4306
A2=7.3736e-3
A3=1.0559
A4=0.1072
A5=1.4120

$V=1.+(a1*\exp(-a2*y)+a3*\exp(-a4*y))*(1-\exp(-a5*y))$

END FUNCTION

FUNCTION VIZVOD(X)

!PRVI IZVOD FUNKCIJE V
COMMON/VDATA/A1,A2,A3,A4,A5
COMMON/VFJA/INDIKATOR_FJE

$VIZVOD=A5*EXP(-A5*x)*(A1*EXP(-A2*x)+A3*EXP(-A4*x))+(-A1*A2*EXP(-A2*x)-A3*A4*EXP(-A4*x))*(1.-EXP(-A5*x))$

END FUNCTION

```
SUBROUTINE VINTEGRALSAME(G,D,VRINT)
!PODPROGRAM ZA RACUNANJE INTEGRALA DATOG U JEDNACINI (6.30) ZA
!NAGRIZANJE U DIREKTNOM SMERU
COMMON/PARAM/VB,R

SUM=0.
H=(G-D)/100.
DVR=1./(V(R-D)*VB)
GVR=1./(V(R-G)*VB)

ET=D
DO 10 I=1,99
ET=ET+H
FJA=1./(V(R-ET)*VB)
SUM=SUM+FJA
10 CONTINUE

SUM=DVR+GVR+2.*SUM
SUM=H*SUM/2.
VRINT=SUM
RETURN
END SUBROUTINE
```

```
SUBROUTINE VINTEGRALBACK(G,D,VRINT)
!PODPROGRAM ZA RACUNANJE INTEGRALA DATOG U JEDNACINI (6.30) ZA
!NAGRIZANJE U SUPROTNOM SMERU

COMMON/PARAM/VB,R

SUM=0.
H=(G-D)/100.
DVR=1./(V(D)*VB)
GVR=1./(V(G)*VB)

ET=D
DO 10 I=1,99
ET=ET+H
FJA=1./(V(ET)*VB)
SUM=SUM+FJA
10 CONTINUE

SUM=DVR+GVR+2.*SUM
SUM=H*SUM/2.
VRINT=SUM
RETURN
END SUBROUTINE VINTEGRALBACK
```

```

SUBROUTINE WALLSAME(B,R,X,DX,RESENJE)
!PODPROGRAM ZA RACUNANJE JEDNACINE ZIDA TRAGA NAGRIZANOG U
!DIREKTNOMSMERU KORISTECI NJUTNOV METOD
Z=B
nsig=4
factor=0.05**nsig
factor=0.001
DO
  V_FJA=V(R-X-B*(B-Z)/DX)

!F=Z-B+DX*(-1./SQRT((VFJA)**2-1.)) ! B=Y(X), Z=Y(X-DX)
!FIZVOD=1.+B*VFJA*VIZVOD(R-X-B*(B-Z)/DX)/((VFJA)**2-1. )** (3./2.)
!RES=Z-F/FIZVOD !NJUTNOV METOD

RES=Z-(-DX**2*SQRT(abs(V_FJA**2-1.))-(B-Z)*DX*(V_FJA**2-1.))&
/(DX*(V_FJA**2-1.))-B*(B-Z)*V_FJA*VIZVOD(R-X-B*(B-Z)/DX)
if(abs(res-z) <= z*factor)exit
Z=RES
END DO
RESENJE=RES
END SUBROUTINE

```

```

SUBROUTINE WALLBACK(B,X,DX,SOLUT)
!PODPROGRAM ZA RACUNANJE JEDNACINE ZIDA TRAGA NAGRIZANOG U
!SUPROTNOM SMERU KORISTECI NJUTNOV METOD

Z=B
nsig=4
factor=0.05**nsig
factor=0.001

DO

!print*,x, b, X+B*(B-Z)/DX
V_FJA=V(X+B*(B-Z)/DX)

SOL=Z-(-DX**2*SQRT(abs(V_FJA**2-1.))+(Z-B)*DX*(V_FJA**2-1.))/&
(DX*(V_FJA**2-1.))-B*(z-B)*V_FJA*VIZVOD(X+B*(B-Z)/DX)

if(abs(SOL-z)<= z*factor)exit
Z=SOL
END DO
SOLUT=SOL
!print*, 'X, SOL',X, SOL
END SUBROUTINE

```

ДОДАТАК В)
ПУБЛИКОВАНИ РАДОВИ



Numerical solving of the track wall equation in LR115 detectors etched in direct and reverse directions

B. Milenković, N. Stevanović, D. Krstić, D. Nikezić*

University of Kragujevac, Faculty of Science, R. Domanović 12, 34000 Kragujevac, Serbia

ARTICLE INFO

Article history:

Received 15 January 2008

Received in revised form

16 June 2008

Accepted 11 October 2008

PACS:

29.40.-n

81.65.Cf

61.72.Ff

Keywords:

LR115 detector

Track wall equation

Reverse etching

Alpha tracks

ABSTRACT

Our equation of the track wall was solved numerically by using finite difference method and computer software MATHEMATICA. This method was applied for alpha particle tracks in LR115 detector, assuming both directions of etching, from the top and bottom of the sensitive layer. The equation of the track wall etched in reverse direction was derived, and has the same form as one for direct etching, with some difference in argument of V function. We will analyse the consequences of direct and reverse etching on the shape of alpha particles tracks with energies ranging from 2 to 4 MeV in thin LR115 NTDs.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The etching of tracks in nuclear track detectors (NTDs) has been a subject of theoretical investigations of many authors (Henke and Benton, 1971; Paretzke et al., 1973; Somogyi and Szalay, 1973; Somogyi, 1980; Fromm et al., 1988; Hatzialekou et al., 1988; Ditlov, 1995; Meyer et al., 1995; Nikezić and Yu, 2003a, 2006). Upon acceptance that track formation is determined by two parameters, bulk etch rate of undamaged detector surface, V_b and track etch rate along particle track, V_t , the problem becomes rather geometrical in nature (Fleischer et al., 1975). In addition to the geometrical considerations, there are theories which describe the physical and chemical aspects of latent track formation, but that is not subject of this work.

The track parameters, depth, major and minor axes, vertical profiles and opening contour have been calculated and plotted for CR-39 detector irradiated with alpha particles (Nikezić and Yu, 2003b). Another frequently used NTD is LR115 detector, based on cellulose nitrate. Descriptions of these two detectors and their application in radon measurements and other fields have been summarized by Durrani and Bull (1987), Durrani and Ilic (1997).

As it was mentioned above, the etched track of a charged particle in NTD is formed by simultaneous action of two etching rates, V_b and V_t . Usually their ratio, $V = V_t/V_b$ is used. During the etching, the track wall “moves” parallel to itself. These assumptions have led to the differential equation describing the track wall in two dimensions, given by Nikezić and Yu (2003a) as

$$y' = \frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \quad (1)$$

where x -axis is along the particle path and y -axis is along detector surface (normal incidence was considered). The equation is unsolvable analytically for different forms of V function found in literature. Actually, there are not too many V functions for alpha particles tracks in LR115 published in literature, and generally speaking this function is not very well known. Some new V functions for LR115 detector were published recently (Leung et al., 2007a,b) but the method of determination was not direct. Other complicating factor is appearance of the first derivation (y') in the argument of V function, as well as, its appearance in both sides of the Eq. (1).

Numerical solving of Eq. (1) with finite difference method and computer code MATHEMATICA is described in the following text. Present method is applied to solve Eq. (1) for LR115 detector, for both possible direction of etching (direct etching and reverse etching).

* Corresponding author. Tel.: +381 34 336223; fax: +381 34 335040.
E-mail address: nikezic@kg.ac.yu (D. Nikezić).

Reverse etching may be important in neutron dosimetry where protons and other secondary charged particles are created in different directions. It is highly possible that recoil proton created in (n,p) reaction, moves opposite to etching solution; to investigate the shape and parameters of such tracks it is necessary to develop software which simulates reversed etching. In addition, reverse etching was interesting in some kinds of radiobiological experiments with LR115 and CR-39 detectors (Chan et al., 2006; Li et al., 2006).

2. Calculation method

2.1. Discretization of the track wall equation

The argument of function $V = V_t/V_b$, is residual range, R' , of a particle, i.e. the distance from the point where the etching solution arrived, to the point E , where the particle was stopped in detector material, Fig. 1. Particle range is denoted as R in Fig. 1.

Etching in same direction as particle propagated is presented in Fig. 1 panel A. Final point of particle E , has coordinates $(R,0)$, and the residual range is equal to $R' = R - (x + y'y)$, where $(x + y'y)$ is the point attained by etching solution. If the particle passed in opposite direction then detector is etched (Fig. 1B), then the final point of particle E , was $(0,0)$ and the distance from $(0,0)$ to the point where the solution attained is again $x + y'y$.

In the case of direct etching (Fig. 1A), Eq. (1) is of a form

$$y' = \frac{1}{\sqrt{V^2(R - (x + y'y)) - 1}} \quad (2)$$

Equation for reversed etching can be simply obtained by replacing the argument, X , of $V(X)$ function with $R - X$, where $X = R - x - yy$. So, if $V(X) = V(R - x - yy')$, the replacement of X with $R - X$ gives $R - R + x + yy' = x + yy'$. Then the equation of track wall in reversed etching is:

$$y' = \frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \quad (3)$$

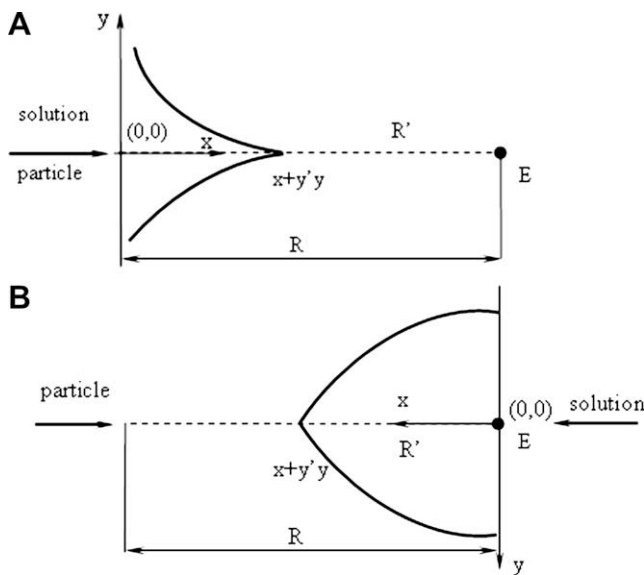


Fig. 1. Panel A): Etching solution progresses along particle path in the same direction as particle. Particle enters into detector in the point $(0,0)$ and stopped in detector in point E after distance R . Residual range is equal $R' = R - (x + y'y)$. Panel B): Particle enters into detector material somewhere and stopped in the point $(0,0)$. Etching progresses from the end point $(0,0)$ toward the entry point in direction opposite of particle movement (reversed etching). The coordinate origin is placed to point where particle stopped. The positive part of x -axis is in direction of solution movement. Residual range is equal $R' = x + y'y$.

Eq. (3) of the track wall in reverse etching is derived more rigidly in Appendix A1, (see also Fig. 1B) and equivalent result was obtained. It could be seen that both Eqs. (2) and (3) have the same form, with the difference in argument of V function. These equations are analytically solvable only for the simplest case of $V = \text{const}$. In other cases analytical solution is impossible and Eqs. (1)–(3) have to be solved numerically. Finite difference method (FDM) is one of the options for this task. This method is based on discretization of function and its argument (Sadiku, 1992) in the following way: the first derivation of the function is approximately given as

$$y'(x) = \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (4)$$

By combining the Eqs. (2) and (4), and after few simple algebraic transformation one can find

$$y(x - \Delta x) = y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x}) - 1}} \quad (5a)$$

Similarly in the case of reverse etching, combining the Eqs. (3) and (4), one can get the final form as

$$y(x - \Delta x) = y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2(x + y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x}) - 1}} \quad (5b)$$

The idea is to calculate the value of the function $y(x - \Delta x)$ at point $x - \Delta x$, if its value $y(x)$ is known at the point x . To apply this recursive procedure, coordinates of at least one point on the track wall should be known; this will be described later. Eqs. (5a) and (5b) are solved in this work by using software MATHEMATICA (MATHEMATICA®).

2.2. Application of the software MATHEMATICA®

2.2.1. Etching in the same direction as particle movement

If the track is not overetched, the initial condition is $y(L) = 0$. L is the penetration depth of the solution, i.e. distance that etchant passes along the particle track, found as

$$t = \int_0^L \frac{1}{V_t(R - x)} dx \quad (6)$$

where t is the time of etching. The point $(L,0)$ was used as starting point in the calculation with MATHEMATICA. To determine L from Eq. (6) the iteration procedure should be used, because the unknown variable is upper bound of the integral, while the time of etching, t , is known.

The coordinates of points of track wall, with $x < L$, were calculated recursively using Eq. (5a). The code in software MATHEMATICA has been written and Eq. (5a) has been solved by using function *FindRoot* which determines the roots of algebraic equation. The x coordinate was varied from $x = L$ to $x = 0$, with the step of $\Delta x = -0.01 \mu\text{m}$.

For over etched tracks the initial point of calculation was $x = R$, $y = 0$. Coordinates of the track wall were calculated by using above described method. In this way the track profile was obtained at the moment when the etching solution just attained the ending point of particle range. In this case the remaining etching time, t' , and residual removed thickness $d = V_b t'$ has to be determined. Then the parallel shift of the track wall is

performed according to the following equations (Fleischer et al., 1975)

$$\begin{aligned} x &= x + d \sin \delta \\ y &= y + d \cos \delta \end{aligned} \quad (7)$$

where δ is the local developing angle defined as $\delta = \arcsin(1/V)$.

2.2.2. Etching in the opposite direction (reverse etching)

Above method was applied to the case of alpha particles tracks in LR115 detector, because this detector is thin with a sensitive layer of 12 μm . Particles with larger energies pass through the detector and exit on opposite side, while those with smaller energies will stop in detector material at the point denoted as 1 in Fig. 2A. Particles that pass through sensitive layer are treated in the following way; here we have assumed that the detector is infinitely thick, and such particle will stop at point 2 (Fig. 2A). Such assumption was necessary to determine residual range and V function at the point where particle exits from the detector. Origin of a system is placed at the point where the particle was stopped, (point 1 or point 2). Etching progresses in positive direction in respect to the x -axis, opposite to the particle movement.

Fig. 2B treats the case when the particle passes through the detector. The bottom of the detector (the point where the particles exit from the detector) is at the distance $L_{\text{start}} = R - 12$ (μm) from the origin, (R is the particle range in cellulose nitrate, and 12 μm is thickness of detector sensitive layer). The following condition is applied

$$t = \int_{L_{\text{start}}}^L \frac{1}{V_t(x)} dx \quad (8)$$

to find the point with coordinates $(L,0)$ at which the solution is attained during the etching time, t . This point is taken as initial condition in the calculation, $y(L) = 0$; then the coordinates of other points, ($x < L$) are computed with recursive method described above and Eq. (5b).

If particle is stopped within the detector material (denoted as 1 in Fig. 2A) then, the origin is located at point $d = 12 - R$ (μm), (Fig. 2C). Track will start to develop after the etching removes the layer of d .

3. Results

Track diameters and depths of alpha particles with arbitrary chosen energies of 2, 3 and 4 MeV are calculated for two different

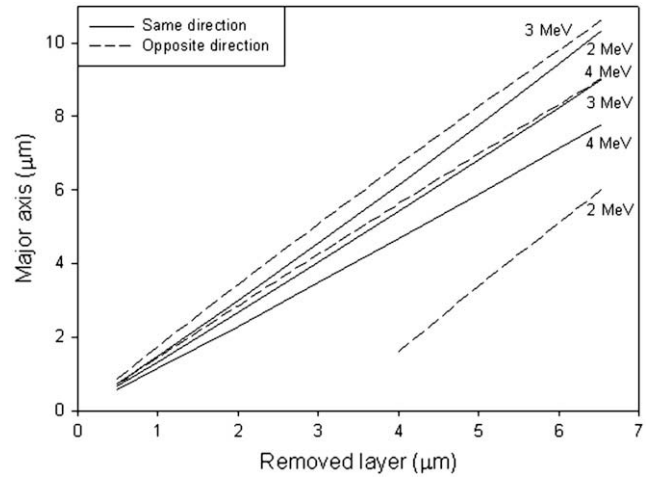


Fig. 3. Diameter of tracks as a function of removed layers.

etching directions in LR115 detectors. Normal incident angles were only considered. According to SRIM 2003 software (Ziegler, 2003) the ranges of these alpha particles in cellulose nitrate (base for LR115) are 8.94 μm , 14.57 μm and 21.48 μm , respectively.

The function $V(R')$ was taken from Durrani and Bull (1987), in the form

$$V(R') = 1 + (a_1 e^{-a_2 R'} + a_3 e^{-a_4 R'}) (1 - e^{-R'}) \quad (9)$$

where R' represents the residual range with newly determined constants: $a_1 = 14.50$, $a_2 = 0.5$, $a_3 = 3.9$ and $a_4 = 0.066$ (Leung et al., 2007b).

Fig. 3 shows the diameter of track opening, D , as a function of removed layer, h , when the etching is performed in the same and opposite directions of the particle motion. The diameter increases with the etching time. Results are given for 2, 3 and 4 MeV of alpha particles' energies. Two distinguish cases are seen in Fig. 3. At energies 3 and 4 MeV, track diameters are larger if the track is etched in opposite direction. However, tracks from alpha particles with 2 MeV are much smaller for opposite etching. In fact if the particle did not totally cross the LR115 sensitive layer, when etching in the reverse direction, additional time is needed to reach the latent track. For example, the track from 2 MeV alpha will start to develop after 3 μm of removed layer.

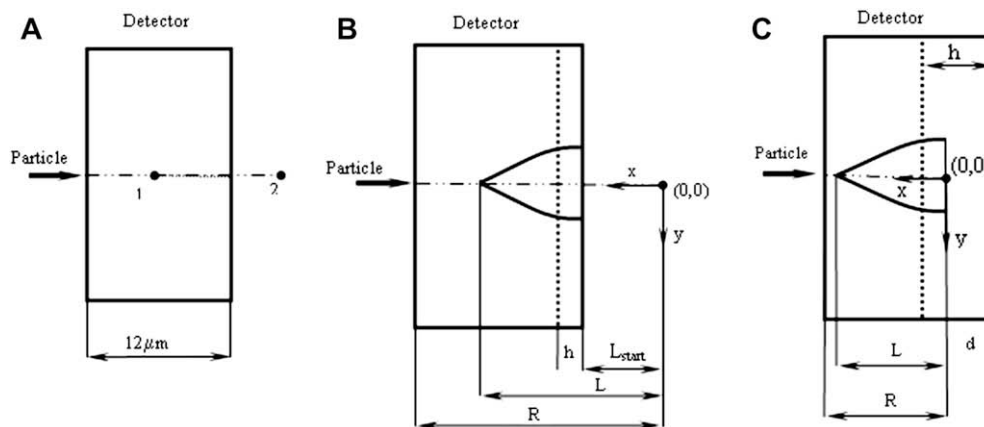


Fig. 2. A, B, C Panel A): Direct etching. Case (1) particle stopped into a detector; case (2) particle stopped out of a detector. Panel B): Reverse etching. Coordinate origin is at the point where particle was stopped out of the detector. L_{start} is the distance to the detector. Panel C): Reverse etching. Coordinate origin is at the point where particle was stopped into the detector. Minimal etching time is equal d/V_b , d is the layer which must be removed so that solution arrives to the location where particle is stopped. $L_{\text{start}} = 0$, L , depth of track, R , range of particle, h , removed layer.

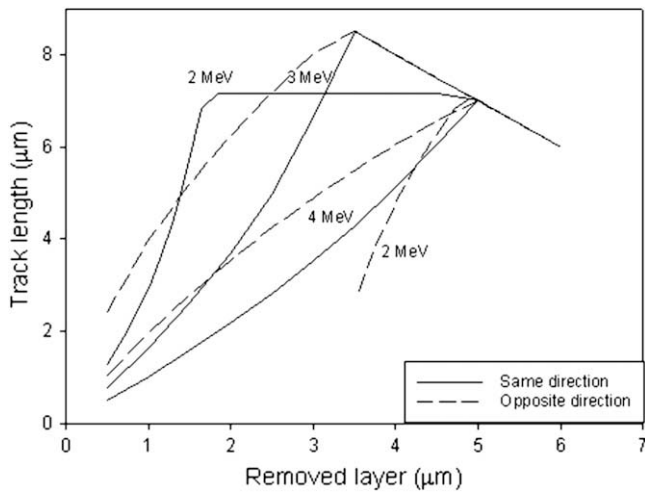


Fig. 4. Track lengths as a function of removed layers.

Fig. 4 shows the track depth as a function of removed layer. Similar behavior was presented earlier by Dörschel et al. (2003). Depth is much larger for particles with energies of 3 and 4 MeV, for smaller removed layers, when the etching was performed in opposite direction. That is because closer to the bottom of the sensitive layer, track etch rate is larger and etching progresses faster. Deeper in the detector body, track etch rate decreases for opposite etching and increases for direct etching. Then, for larger removed layers the difference between direct and opposite etching is smaller and finally disappears if removed layer is larger than 5 μm .

Profiles of track obtained from 2, 3 and 4 MeV alpha particles, etched in opposite and direct directions are shown in Figs. 5–8. In Figs. 5–7 diameter of the opening is larger for opposite etching. The profile of the tracks is also different, concave in opposite and convex in direct etching. Fig. 8 presents tracks of alpha particles with 2 MeV energy and removed layer of 4 μm . In this case, track obtained in opposite etching is much smaller because it is necessary to remove about 3.06 μm before the track start to develop.

4. Experimental results

In addition to the calculation, the experiments were performed in which LR115 detectors were irradiated by alpha particles with

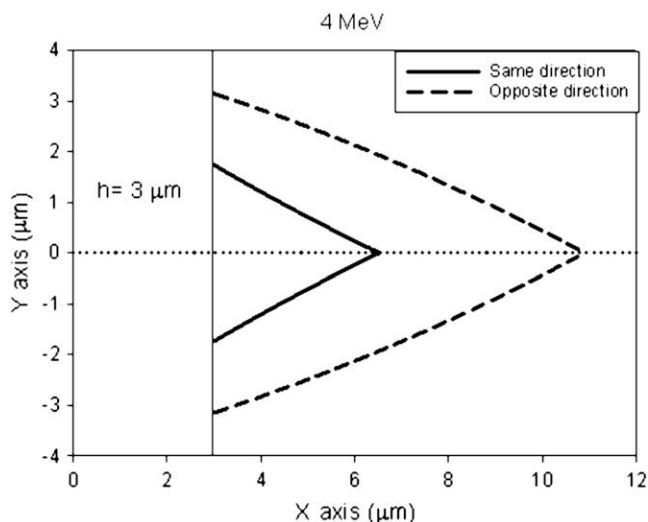


Fig. 5. Profile of track formed by etching in the same and opposite direction, after 3 μm of removed layer when incident particle energy is 4 MeV.

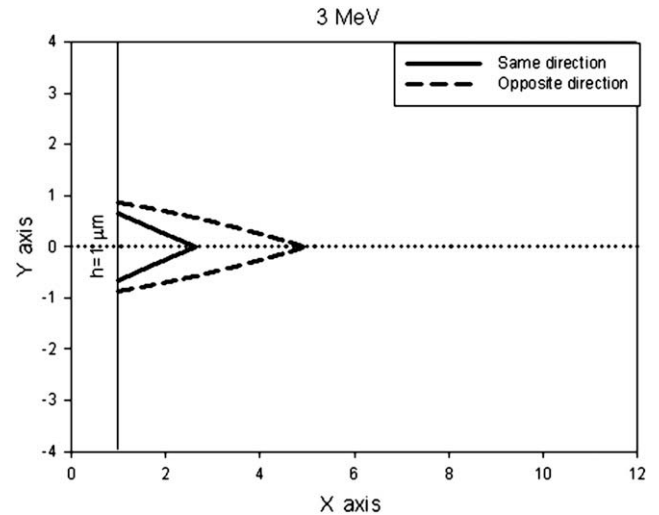


Fig. 6. Profile of track formed by etching in the same and opposite direction, after 1 μm of removed layer when incident particle energy is 3 MeV.

different energies, presented in Table 1. A planar ^{241}Am source (main alpha energy = 5.485 MeV with the yield of 84.5%) was used as alpha particle source. The energy of alpha particles was varied by changing the source to detector distance through a collimator under atmospheric pressure. The relationship between alpha particle energy and the distance travelled in air was obtained by using SRIM 2003 (Ziegler, 2003) and normal air as a stopping medium.

After the irradiation the detectors were etched in 10% NaOH at 60 $^{\circ}\text{C}$ with bulk etch rate $V_b = (3.27 \pm 0.08) \mu\text{m}/\text{h}$ (Nikezić and Janićević, 2002). Detectors were etched for $t = 2$ h in the same and reverse directions. Before the etching in reverse direction, sensitive layer of LR115 detector (12 μm red film) was removed from polyester base (thickness of about 100 μm). The top surface of the sensitive layer was protected by resin to prevent etching from both sides. The dimensions of track openings of the etched tracks were measured directly under an optical microscope using a magnification of 1000 \times .

Track diameters obtained in the experiment were compared with results calculated by using V function in Eq. (9) and constants given above.

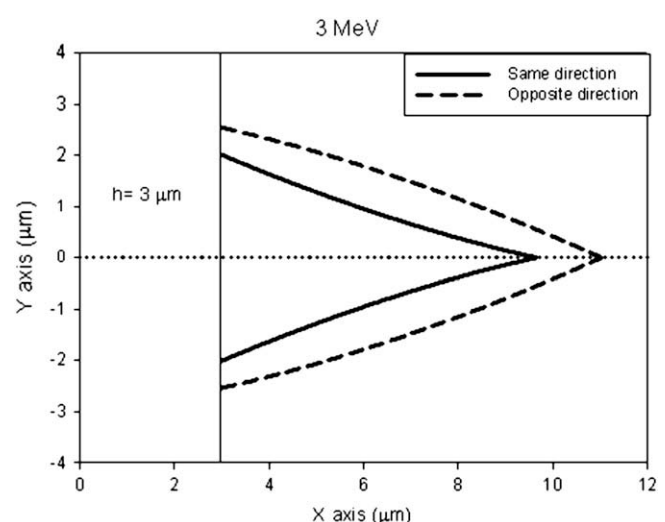


Fig. 7. Profile of track formed by etching in the same and opposite direction, after 3 μm of removed layer when incident particle energy is 3 MeV.

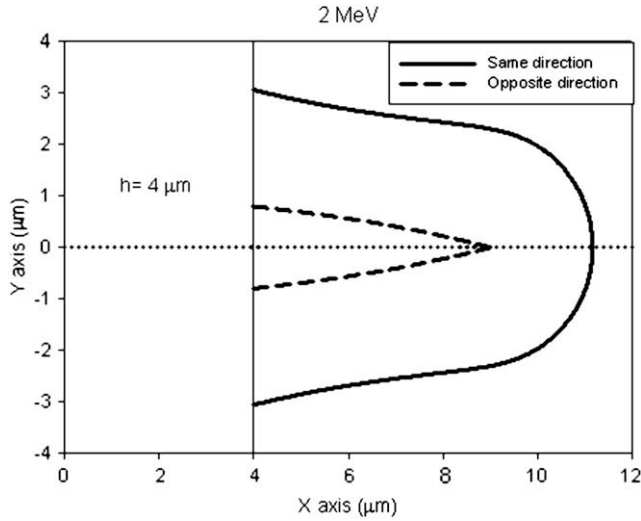


Fig 8. Profile of track formed by etching in the same and opposite direction, after 4 μm of removed layer when incident particle energy is 2 MeV.

Table 1
Calculated and experimental alpha particle track diameters for two initial energies where detector was etched in the same and opposite direction.

E [MeV]	Range LR115 [μm]	Same direction		Opposite direction	
		Calculated results	Experimental results	Calculated results	Experimental results
3	14.4	8.95	7.95	10.66	10.6
2.6	12.2	9.41	9.01	11.19	11.26

5. Conclusion

This work shows the following:

- (1) Eq. (1) of the track wall is useful and can be solved numerically. Method for numerical solving, based on finite difference is described here and computer software, MATHEMATICA was used for this purpose.
- (2) Track diameters are larger when opposite etching is applied for smaller removed layers and larger alpha particles energies. That is a case when alpha particles have sufficient energy to pass through the detector sensitive layer and is a consequence of the Bragg-type shape of the V_t . Then the etching of tracks begins at the bottom surface of detector and progress toward the top of it. Larger diameter of the tracks opening means that formed tracks could be visible for shorter etching time. This make feasible determination of V_t function (which is not very well known for LR115 detector) close to the end of particle range by using atomic force microscope (AFM).
- (3) Reciprocally, for low energetic particles where the particle was stopped within the detector, in the case of reverse etching, it is necessary to etch at least $t = (12 - R)/V_b$ hours before the track starts to be etched. The etched track will become visible after some time depending on the resolution of the imaging device, i.e. typically 30 min under an optical microscope for which the spatial resolution is of the order of 1 μm.

Acknowledgments

We would like to acknowledge Serbian Ministry of Science who supported this work through the project No 141023.

A1. Appendix

The equation of track wall for reverse etching is derived in the following way (see Fig. 9B). Let we note point A in the track wall, and the angle between the tangent on the curve in this point and x-axis is $\delta(x_0)$

$$y'(x) = -\tan \delta(x_0) \tag{A1}$$

The angle $\delta(x_0)$ is the same as the angle between V_b and V_t at point x_0 as shown in figure, and can be found as

$$\sin \delta(x_0) = \frac{V_b}{V_t(x_0)} = \frac{1}{V(x_0)} \tag{A2}$$

$$\delta(x_0) = a \sin\left(\frac{1}{V(x_0)}\right) \tag{A3}$$

From Eqs. (A1) and (A3) it could be obtained

$$y' = -\tan \delta(x_0) = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x_0) - 1}} \tag{A4}$$

Noting that $x_0 = x - \Delta x$, we have

$$\Delta x = y(x) \tan \delta(x_0) = -y(x)y'(x) \tag{A5}$$

Hence,

$$x_0 = x + y(x)y'(x) \tag{A6}$$

Finally, differential equation is obtained in following form:

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \tag{A7}$$

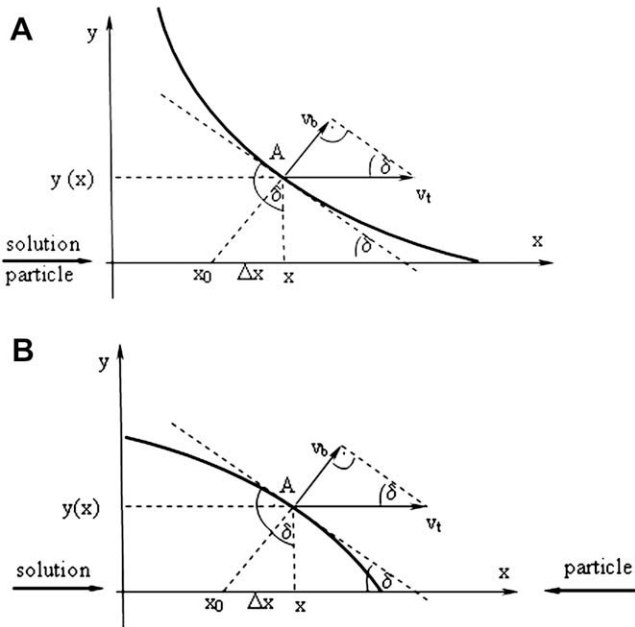


Fig. 9. Panel A): Etching in the same direction. Origin of coordinate system is located at the point where particle started. Panel B): Etching in the opposite direction. Origin of coordinate system is located at the point where particle stopped.

It could be seen from Table 1 that calculated track diameters are larger than that obtained in experiment. The difference between calculated and experimental results is larger when detector is etched in the same direction.

References

- Chan, K.F., Tse, A.K.W., Fong, W.F., Yu, K.N., 2006. Feasibility studies of colorless LR115 SSNTD for alpha-particle radiobiological experiments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* 247, 307–312.
- Ditlov, V., 1995. Calculated tracks in plastics and crystals. *Radiat. Meas.* 25, 89–94.
- Dörschel, B., Hermsdorf, D., Pieck, S., Starke, S., Thiele, H., Weickert, F., 2003. Studies of SSNTDs made from LR115 in view of their applicability in radiobiological experiments with alpha particles. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* 207, 154–164.
- Durrani, S.A., Bull, R.K., 1987. *Solid State Nuclear Track Detection Principles, Method and Applications*. Pergamon Press, Oxford, UK.
- Durrani, S.A., Ilic, R., 1997. *Radon Measurements by Etched Track Detectors: Applications in Radiation Protection, Earth Sciences and the Environment*. World Scientific, Singapore.
- Fleischer, R.L., Price, P.B., Walker, R.M., 1975. *Nuclear Tracks in Solids*. California Press, Berkeley, USA.
- Fromm, M., Chambaudet, A., Membrey, F., 1988. Data bank for alpha particle tracks in CR-39 with energies ranking from 0.5 to 5 MeV recording for various incident angles. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 15, 115–118.
- Hatzialekou, U., Henshaw, D.L., Fews, A.P., 1988. Automated image analysis of alpha-particle autoradiographs of human bone. *Nucl. Instrum. Methods A.* 263, 504–514.
- Henke, P.R., Benton, E., 1971. On geometry of tracks in dielectric nuclear track detectors. *Nucl. Instrum. Methods* 97, 483–489.
- Leung, S.Y.Y., Nikezic, D., Yu, K.N., 2007a. Derivation of V function for LR115 SSNTD from its partial sensitivity to ^{222}Rn and its short-lived progeny. *J. Environ. Radioact.* 92, 55–61.
- Leung, S.Y.Y., Nikezic, D., Leung, J.K.C., Yu, K.N., 2007b. Derivation of V function for LR115 SSNTD from its sensitivity to ^{220}Rn in a diffusion chamber. *Appl. Radiat. Isot.* 65, 313–317.
- Li, W.Y., Chan, K.F., Tse, A.K.W., Fong, W.F., Yu, K.N., 2006. Studies of biocompatibility of chemically etched CR-39 SSNTDs in view of their applications in alpha-particle radiobiological experiments. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B.* 248, 319–323.
- MATHEMATICA®. Available on the web page <http://wolfram.com>.
- Meyer, P., Fromm, M., Chambaudet, A., Laugier, J., Makovicka, L., 1995. A computer simulation of n,p conversion and resulting proton tracks etched in CR-39 SSNTD. *Radiat. Meas.* 25, 449–452.
- Nikezic, D., Janicijevic, A., 2002. Bulk etching rate of LR115 detectors. *Appl. Radiat. Isot.* 57, 275–278.
- Nikezic, D., Yu, K.N., 2003a. Three-dimensional analytical determination of the track parameters: over-etched tracks. *Radiat. Meas.* 37, 39–45.
- Nikezic, D., Yu, K.N., 2003b. Calculations of track parameters and plots of track openings and wall profiles in CR-39 detector. *Radiat. Meas.* 37, 595–601.
- Nikezic, D., Yu, K.N., 2006. Computer program TRACK_TEST for calculating parameters and plotting profiles for etch pits in nuclear track materials. *Comput. Phys. Commun.* 174, 160–165. http://www.cityu.edu.hk/ap/nru/nrures_t.htm. Computer code TRACK_TEST is available on the web.
- Paretzke, G.H., Benton, E., Henke, P.R., 1973. On particle track evolution in dielectric track detectors and charge identification through track radius measurement. *Nucl. Instrum. Methods* 108, 73–80.
- Sadiku, M.N.O., 1992. *Numerical Techniques in Electromagnetic*. CRC Press, Boca Raton, FL, USA.
- Somogyi, G., Szalay, A.S., 1973. Track-diameter kinetics in dielectric track detectors. *Nucl. Instrum. Methods* 109, 211–232.
- Somogyi, G., 1980. Development of etched nuclear tracks. *Nucl. Instrum. Methods* 173, 21–42.
- Ziegler, J.F., 2003. SRIM-2003. Available on web page <http://www.srim.org/>.



A simulation of neutron interaction from Am–Be source with the CR-39 detector

Biljana Milenković, Dragoslav Nikezić*, Nenad Stevanović

University of Kragujevac, Faculty of Science, 34000 Kragujevac, Serbia

ARTICLE INFO

Article history:

Received 13 November 2009

Received in revised form

23 May 2010

Accepted 21 June 2010

Keywords:

Neutron

Detection

Am–Be source

Monte Carlo method

CR-39 detector

Proton track

ABSTRACT

Presented in this paper is a simulation of the interaction of neutrons emitted from a cylindrical Am–Be source with a CR-39 detector. A Fortran90 program, called Neutron.f90, has been written to determine the specifications of secondary particles (alpha particle or proton) and the kinematics of the interactions. A Monte Carlo method was used to simulate which interactions occurred with the constituents of the CR-39 detector, H, C and O atoms. Due to the detector composition, elastic and nonelastic scattering of neutrons is possible. In this paper, nonelastic scattering includes: inelastic scattering; the emission of an alpha particle (n,α) reaction and the emission of a proton (n,p) reaction. Cross sections of other reactions are very small and negligible in comparison with the above mentioned. The energy deposited per unit mass per one neutron was calculated. In addition the contribution to the energy deposited by the alpha particles and protons were determined separately. The program Neutron.f90 computes the coordinates of points in which interactions occur i.e. where secondary particles appear. The energy and angular distributions of protons are also represented in this paper. Another Fortran90 program, called Track_Visibility.f90, was written to calculate the number of visible proton tracks and to calculate the energy deposited per one neutron per one visible track.

© 2010 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Solid state nuclear track detectors (SSNTDs) have been successfully applied for neutron and ion particle detection (Nikezić and Yu, 2004). Being electrically neutral, the neutrons do not cause ionizations in the detector, and consequently no tracks are produced directly by them in SSNTDs. Due to elastic and nonelastic interactions of neutrons with atoms of SSNTDs, such as CR-39, recoil nuclei are emitted producing latent intrinsic tracks. The CR-39 detector consists of hydrogen, oxygen and carbon represented by the chemical formula $C_{12}H_{18}O_7$.

To determine the latent efficiency of CR-39 for neutrons (defined as the number of latent tracks created by alpha particles and protons per one incident neutron), a computer program, called Neutron.f90 was developed. This program performs Monte Carlo simulation of neutron propagation through CR-39 detector, using cross section from neutron data library ENDF/B-VII (T-2 Nuclear Information Service) (Khan Rao et al., 2001; El-Sersy et al., 2004a,b). This program enables changing of input parameters, as geometry of a detector – source, energy of neutron etc. Some existing computer codes, like MCNP, FLUKA, GEANT could be used for this purposes. However, using of such well tested code packages

requests complicated creation of input files, and computational time is much longer than in the case of simpler codes which are written for some specific problem as it was done in this work.

The interaction of the neutrons emitted by the Am–Be source with the CR-39 detector is simulated in this paper. The special case of tracks etched in opposite direction were considered and their contributions to efficiency were taken into account. The simulation was described with more details and results were presented here.

2. Calculation method

It has been assumed that the sheets of 500 μm CR-39 detectors ($3\text{ cm} \times 3\text{ cm}$) were irradiated using an Am–Be neutron source of a cylindrical shape with a base diameter of 2.2 cm and a height of 2.2 cm. The neutron energy spectrum of the Am–Be source was taken from Geiger and Van der Zwan (1970). It was assumed that the neutron source is not in contact with the detector and the source–to-detector distance is 3 mm. It is taken that neutrons are emitted from the source surfaces, neglecting the interaction within the source itself. Also, the neutron interaction in the 3 mm air space between the source and the detector is neglected. The free path, λ , and the total microscopic cross section, σ , were calculated according to Lux and Koblinger (1991).

The Fortran90 program, called Neutron.f90, has been written for the calculation of latent efficiency (defined above) and the deposited energy of protons and alpha particles. This program

* Corresponding author. Tel.: +381 34 336223; fax: +381 34 335040.
E-mail addresses: nikezic@kg.ac.rs, dnikezic@yahoo.com (D. Nikezić).

determines the specifications of secondary particles (alpha particles and protons) and also the kinematics of interactions. Another Fortran90 program, called *Track_Visibility.f90*, was written to calculate parameters and the number of proton tracks which will become visible after the etching.

As it was suggested by the T-2 Nuclear Information Service processes are categorized as elastic and nonelastic. Elastic processes are described in Section 2.1. given below. Nonelastic processes include nuclear reactions such as (n,p) , (n,α) , (n,t) and (n,d) which emit some particles. The most intense reactions are (n,p) and (n,α) while the others, having much smaller cross sections, are neglected in this work. In this paper, nonelastic scattering includes inelastic scattering, the emission of an alpha particle, i.e. (n,α) reaction, and the emission of a proton, i.e. (n,p) reaction. Nonelastic processes will be treated in Section 2.2.

The energy of neutron, incident position and direction as well as, interaction type were sampled by Monte Carlo method. The data for cross sections were taken from the well-established Neutron data library ENDF/B-VII (T-2 Nuclear Information Service). The sampling of target atom was done as follow: if the total cross sections of these atoms are denoted as σ_H , σ_C and σ_O , the total cross section of a molecule σ_{tot} is given by $\sigma_{tot}=(18\sigma_H + 12\sigma_C + 7\sigma_O)$. The three ratios were defined as $A = 18\sigma_H/\sigma_{tot}$, $B = 12\sigma_C/\sigma_{tot}$, $C = 7\sigma_O/\sigma_{tot}$. The standard method of discrete event sampling was applied to “choose” an atom as follows. The random number generator was invoked to get one uniform random number γ in range (0,1); if $\gamma < A$, the atom was chosen as H; if $A < \gamma < (A + B)$, the atom was C; and if $(A + B) < \gamma < 1$, the atom was O.

2.1. Elastic scattering

In this process the total kinetic energy is conserved. The energy and angle of elastic scattered neutron and recoiled nucleus were calculated by well-known method described in (Mukhin, 1987). The next step in the simulation was to check whether the energy of the scattered neutron was above 1 keV. If not, this neutron history is terminated and the simulation loop is restarted choosing a new neutron. It was also checked whether the recoil proton stayed in the detector or not according to its range (Ziegler, 2003). If the recoil proton is completely stopped in the detector material, all of its energy is absorbed. If not it is necessary to calculate the energy, which the proton deposits before it leaves the detector.

2.2. Nonelastic scattering

Inelastic scattering, (n,α) and (n,p) reactions were simulated for C and O nuclei. The Monte Carlo simulation continued with the sampling of these types of nonelastic interactions.

2.2.1. Inelastic scattering

If a residual nucleus is left in an excited state, the scattering is called inelastic. Only the 1st and the 2nd excited states for C and the 1st, 2nd, 3rd, 4th and 5th excited states for O were considered, because these states are below the highest energy of a neutron i.e. 10.8 MeV, emitted from an Am–Be source. To simulate the excited state, a similar scheme for the sampling of discrete events, as described above, was applied. The knowledge of a partial cross section for the excitation to a particular state is needed to perform this task. Energy level diagrams for oxygen and carbon were used from website TUNL Nuclear Data Group.

2.2.2. (n,α) reaction

The angles of an emitted alpha particle and the residual nucleus, as well as, their energy were calculated for a (n,α) reaction. The calculation of energies and angles were performed in subroutine

Scattering.f90 within the main program Neutron.f90. Data for Q-values and reaction thresholds were used from the website T-2 Nuclear Information Service. The speed of the neutron before the collision, V_0 , was calculated from its kinetic energy. Based on V_0 the velocity of the residual nucleus and its kinetic energy were calculated. The energy of the alpha particle is equal to the neutron energy before the collision minus the energy of the residual nucleus. The angle of the residual nucleus δ is calculated randomly, and the angle of the alpha particle φ is calculated as

$$\varphi = a \sin \frac{m_n \cdot V_n \cdot \sin \theta}{\sqrt{2 \cdot m_p \cdot E_p}} \quad (1)$$

where m_n and V_n are the mass and speed of the residual nucleus, m_p and E_p are the mass and energy of the alpha particle.

2.2.3. (n,p) reaction

A similar approach was used for another important reaction, namely (n,p) . The angles of the emitted proton and residual nucleus, as well as their energy were calculated. The calculation of energies and angles were performed in subroutine Scattering.f90 as for the (n,α) reaction. The path of emitted proton was calculated as for recoiled one described in 2.1.

2.3. Simulation of the detector etching and track revelation

Protons created in (n,p) reactions are emitted in different directions and their latent tracks are oriented randomly in all directions. Some tracks will be etched from the point where the proton is created – this is direct etching in the direction of the particle motion. Other tracks will be etched from the point where the proton is stopped – this is the etching in reverse, i.e. opposite direction. An additional case is when the proton leaves the detector surface (top or bottom). In this case the etching starts from the exit point. All these cases were considered in a newly developed computer program called *Track_Visibility.f90*. The Program is written in standard Fortran90 programming language. It determines whether any latent proton track will become visible according to the following conditions: if the angle between the detector surface and the proton direction is larger than critical, and if the diameter of the tracks is larger than 1 μm , the track would become visible under an optical microscope. The calculation of track parameters etched in one direction or in an opposite direction, is based on the numerical solving of the track wall equation using a finite difference method. This approach was used earlier for

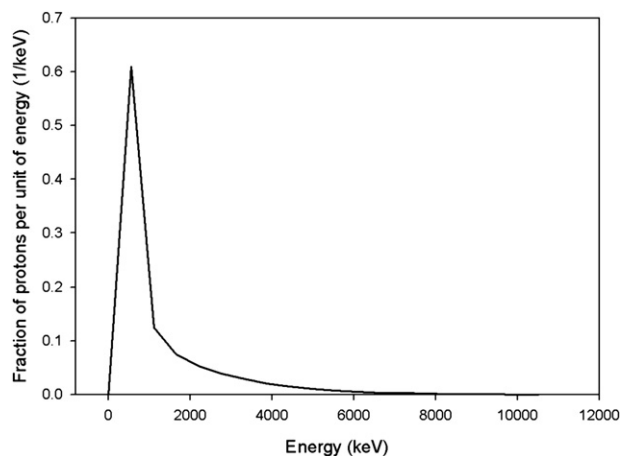


Fig. 1. Energy distribution of protons emitted by the interaction of neutron with the CR-39.

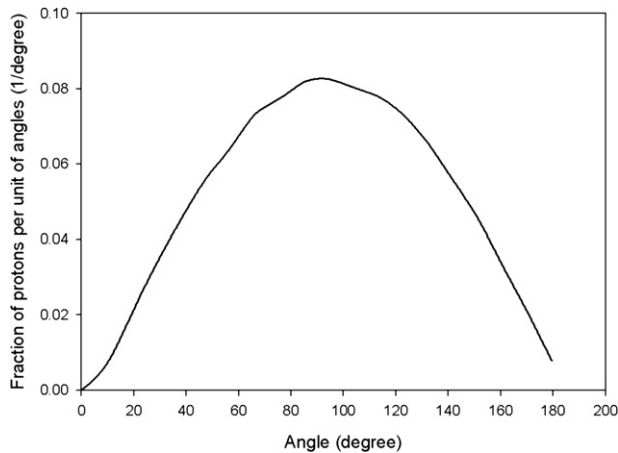


Fig. 2. Angular distribution of protons emitted by the interaction of neutron with the CR-39.

alpha particle tracks in an LR115 detector and a detailed description is given in Milenkovic et al. (2009).

It was taken that the bulk etch rate was $1.2 \mu\text{m/h}$, which corresponds to the etching in 6.25 N sodium hydroxide (NaOH) water solution at a constant temperature of 70°C (Ho et al., 2003).

The critical angle was calculated using the well-known equation $\theta_c = \arcsin(1/V)$, where $V=V_t/V_b$, V_b is the bulk etch rate and V_t is the track etch rate. V function for protons in CR-39, was recently published by Hermsdorf (2009) and this function was adopted and used in the simulations.

During the etching the detector was completely immersed in etching solution so that both sides of its surface i.e. top and bottom were etched simultaneously. The number of visible tracks revealed during the etching of both surfaces, including etching in the direction of proton propagation and also in the opposite direction, were taken into account and scored by computer program.

3. Results

The output results are energy and angular distributions of secondary particles. Energy and angular distributions for protons are shown in Figs. 1 and 2, respectively. From Fig. 1, we can see that the energy distribution has a maximum of about 0.5 MeV for protons. In addition protons could recoiled with a high energy up to 10 MeV, but with a very small probability. However, the spectrum of protons created in the detector, depends on the detector thickness and the incident neutron energy, but generally the spectrum of protons has a well defined peak (Palfalvi and Sajo-Bohus, 1997). The angular distribution of protons has a broad maximum at about 90° , Fig. 2; distribution decreases towards smaller and larger angles. Probability of emission alpha particles is very small and their distributions were not considered.

One of the results is the energy deposited by alpha particles and protons. Results are represented for the simulation of 10 million neutron histories through the CR-39 detector with a size of $(3 \times 3) \text{ cm}^2$, a thickness of 0.05 cm and a density of $\rho = 1.32 \text{ g/cm}^3$. The deposited energy per unit of mass for one neutron was calculated. The energy deposited by protons and alpha particles is $3.85 \cdot 10^{-2}$ and $0.15 \cdot 10^{-2} \text{ MeV/g/n}$, respectively. The latent efficiencies i.e. the number of latent tracks created by the alpha particles and protons per incident neutron are $2.9 \cdot 10^{-4}$ and $2.7 \cdot 10^{-2}$, respectively. It is important to notice that the probability for proton emission is two orders of magnitude larger than that for alpha particles. The deposited energy per one neutron per visible proton track is shown in Fig. 3. The tracks and energy deposited by the alpha particles are

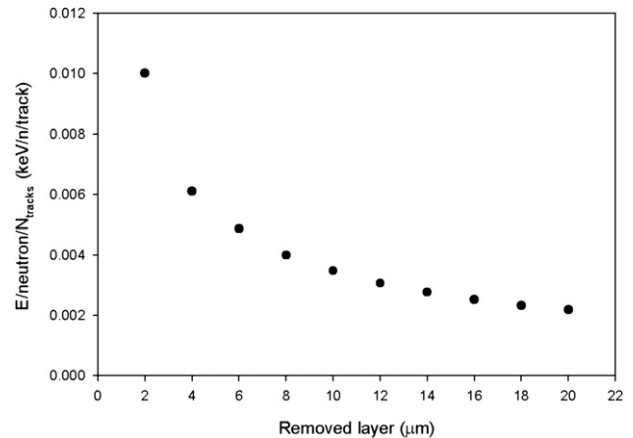


Fig. 3. Deposited energy per one neutron per visible proton track.

neglected because the probability for the creation of alpha particles is much smaller than that for protons. As a result of fitting the data from Fig. 3 the following equation was obtained which is valid for $x > 2 \mu\text{m}$ in the form

$$y = \exp\left(a + \frac{b}{x} + c \cdot \ln x\right) \quad (2)$$

where y is the deposited energy per one neutron per visible proton track, x is the removed layer, coefficients are $a = -4.25$, $b = 0.15$ and $c = -0.63$.

4. Conclusion

A simulation of neutrons, emitted from an Am–Be source, interacting with a CR-39 detector are presented in this paper. Fortran90 programs, called Neutron.f90 and Track_Visibility.f90, have been written to determine the type of secondary particles created in the interactions (alphas or protons), the kinematics of the collisions and the number of visible proton tracks.

This work shows the following:

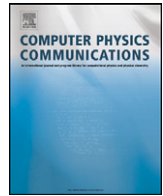
- (1) The energy deposited per unit mass per one neutron and the number of created latent tracks from alpha particles and protons were calculated. The energy and angular distributions of protons were also presented. For protons the energy distribution has a maximum of about 0.5 MeV while angular distribution has a broad peak of about 90° .
- (2) The energy deposited per one neutron per visible track decreases with the number of revealed tracks (Fig. 3). This graph can serve as an absorbed energy calibration curve, and decrement is reasonable, because energy deposited per one neutron is constant, while the number of revealed tracks increases with the removed layer.
- (3) This work is a starting point in the simulation of a CR-39 detector's response to neutron irradiation. Further investigations will include the development of a model for the light transmission through the detector which was irradiated by the neutrons, as well as, finding the relationship between the absorbed dose and scattered light intensity, and finally the experimental verification of the data obtained from this calculation and simulation.

Acknowledgments

The authors would like to thank the Serbian Ministry of Science and Technological Development who supported this work through the project $\mathcal{N}^\circ 141023$.

References

- El-Sersy, A.R., Khaled, N.E., Eman, S.A., 2004a. Determination of CR-39 detection efficiency for fast neutron registration and the absolute neutron dosimetry. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 215, 443–448.
- El-Sersy, A.R., Eman, S.A., Khaled, N.E., 2004b. Fast neutron spectroscopy using CR-39 track detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 226, 345–350.
- Geiger, K.W., Van der Zwan, L., 1970. The neutron spectrum of a $^{241}\text{Am}-\text{Be}(\alpha, n)$ sources as simulated by accelerator produced α -particles. *International Journal of Applied Radiation and Isotopes* 24, 193–198.
- Hermesdorf, D., 2009. Measurement and comparative evaluation of the sensitivity V for protons and Hydrogen isotopes registration in PADC detectors of type CR-39. *Radiation Measurements* 44, 806–812.
- Ho, J.P.Y., Yip, C.W.Y., Nikezic, D., Yu, K.N., 2003. Effects of stirring on the bulk etch rate of CR39 detector. *Radiation Measurements* 36, 141–143.
- Khan Rao, F.H., Ahmad, N., Matiullah, Aslam, 2001. Studying the response of CR-39 detectors using the Monte Carlo technique. *Radiation Measurements* 33, 129–137.
- Lux, I., Koblinger, L., 1991. *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculation*. CRC Press Boca Raton, Boston.
- Milenkovic, B., Stevanovic, N., Krstic, D., Nikezic, D., 2009. Numerical solving of track wall equation in LR115 detectors etched in direct and reverse directions. *Radiation Measurements* 44, 57–62.
- Mukhin, K.N., 1987. *Experimental Nuclear Physics*. In: *Physics of Atomic Nucleus*, vol. I. Mir Publishers, Moscow.
- Nikezic, D., Yu, K.N., 2004. Formation and growth of tracks in nuclear track materials. *Material Science and Engineering R* 46, 51–123.
- Palfalvi, J., Sajo-Bohus, L., 1997. Use of SSNTDs in neutron beam dosimetry. *Radiation Measurements* 28, 483–488.
- T-2 Nuclear Information Service. Available on web page. <http://t2.lanl.gov/>.
- TUNL Nuclear Data Evaluation Project. Energy Level Diagram. Available WWW. <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>.
- Ziegler, J.F., 2003. SRIM-2003. Available on web page. <http://www.srim.org/>.



Computer program Neutron_CR-39 for simulation of neutrons from an Am–Be source and calculation of proton track profiles [☆]

B. Milenkovic, N. Stevanovic ^{*}, D. Nikezic, M. Ivanovic

University of Kragujevac, Faculty of Science, R. Domanovica 12, 34000 Kragujevac, Serbia

ARTICLE INFO

Article history:

Received 19 November 2010
Received in revised form 18 March 2011
Accepted 19 March 2011
Available online 6 April 2011

Keywords:

Neutron
PADC detector
CR-39
Simulation
Chemical etching

ABSTRACT

A computer program called Neutron_CR-39.F90 for neutron simulation through a PADC detector and its detection was described and developed. In this work the neutron Am–Be source was considered for simulation. It was shown that the most intensive secondary particles, created in neutron interactions with the detector, are protons. The programming steps are outlined with detailed description of neutron simulation, determination of latent tracks of created protons, as well as, their development after detector etching in the same and opposite direction of particle motion. The outputs of the code are parameters of created protons (coordinates of starting and stopping points, direction angles of particles, initial and deposited energies) and number of visible tracks per incident neutron.

Program summary

Program title: Neutron_CR-39
Catalogue identifier: AEIU_v1_0
Program summary URL: http://cpc.cs.qub.ac.uk/summaries/AEIU_v1_0.html
Program obtainable from: CPC Program Library, Queen's University, Belfast, N. Ireland
Licensing provisions: Standard CPC licence, <http://cpc.cs.qub.ac.uk/licence/licence.html>
No. of lines in distributed program, including test data, etc.: 140 004
No. of bytes in distributed program, including test data, etc.: 2 213 012
Distribution format: tar.gz
Programming language: Fortran 90
Computer: PCs and workstations
Operating system: Unix, Linux, Windows 95+
RAM: 256 MB
Classification: 17.5, 18

External routines: For the Windows installation the entire code must be linked with the PORTLIB library.
Nature of problem: The neutrons do not cause ionizations in the detector, and consequently no tracks are produced directly by them in the PADC. Due to the elastic and nonelastic interaction of neutrons with the atoms of PADC, recoil nuclei and secondary particles are created producing latent intrinsic tracks. After chemical etching in aqueous NaOH solution these tracks become visible under optical microscope and usually density of visible tracks is measured. Optical microscopes are often used for this purpose but the process is relatively tedious and time consuming. The present computer program has been written for neutron simulation through PADC detector; determination of parameters of secondary particles; calculation track profiles of secondary particles emitted in the same and opposite direction as etchant progression. The outputs of the code are parameters of secondary particles (coordinates of starting and stopping points, direction angles of particles, initial and deposited energies) and number of visible tracks per incident neutron.

Solution method: A computer program is prepared to simulate neutron's interactions in a PADC by the Monte Carlo method using the Neutron data library ENDF/B-VII [B. Milenkovic, D. Nikezic, N. Stevanovic, Radiat. Meas. 45 (2010) 1338]. The parameters of the emitted secondary particles (emission angle, initial energy, deposited energy and starting and stopping coordinates) were stored in an enclosed file. The subroutine for calculation of track profiles by a finite difference method for particles emitted in the

[☆] This paper and its associated computer program are available via the Computer Physics Communications homepage on ScienceDirect (<http://www.sciencedirect.com/science/journal/00104655>).

^{*} Corresponding author. Tel.: +381 34 336 223; fax: +381 34 335 040.
E-mail address: nstevanovic@kg.ac.rs (N. Stevanovic).

same direction was developed [D. Nikezic, N. Stevanovic, D. Kostic, S. Savovic, K.C.C. Tse, K.N. Yu, Radiat. Meas. 43 (2008) S76]. It was shown that there are many tracks formed in the opposite direction than the etchant progression. The method for calculation of track profiles for these particles is developed in [B. Milenkovic, N. Stevanovic, D. Krstic, D. Nikezic, Radiat. Meas. 44 (2009) 57]. It is very different than the method for track in the same direction. The separate subroutine for this purpose was developed here.

Additional comments: The program distribution file contains an executable which enables the program to be run on a Windows machine. The source code is also provided, but in order to build an executable the PORTLIB must be available.

Running time: Running time depends mainly on the neutron number for simulation, source and detector geometry and removed layer required by the user. Running time is several minutes.

© 2011 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Solid state nuclear track detectors (SSNTDs) have been successfully applied in neutron and ion particle detection [1–3]. One of the most widely used SSNTDs is made of polyallyldiglycol carbonate (PADC), generally known by its trade mark CR-39. A review on SSNTDs can be found in Ref. [1].

Being electrically neutral, the neutrons do not cause ionizations in the detector, and consequently no tracks are produced directly by them in the PADC. Due to the elastic and nonelastic interaction of neutrons with the atoms of PADC, recoil nuclei and secondary particles are created producing latent intrinsic tracks.

Neutron interaction with H atom is only elastic, $H(n, n)$, where proton is recoiled. Creation of proton in neutron interactions with C and O atoms is possible for neutron energies higher than emitted from Am–Be source. Creation of alpha particles from C and O atoms is possible, but with low probability. The most intensive reaction of neutron from Am–Be source is $H(n, n)$ where recoiled proton created latent track. Others having much smaller cross sections are neglected in this work [4].

The latent track becomes visible as a particle track through the etching, which can be seen under an optical microscope. Created particles are emitted in different directions and their latent tracks are oriented randomly within the detector. Some tracks will be etched from the point where the particle was created in the direction of the particle motion – this is direct etching. Other tracks will be etched from the point where the particle was stopped, or from where it exited from the detector, in opposite direction of particle movement – this is the etching in reverse direction. There are a lot of these tracks and they need to be treated specifically as has been done in this work.

By the analyzing of visible proton tracks in the detector, neutron efficiency can be determined. The developed program enables the determination of the energy and angular distributions of recoiled protons and a calculation of their energies. The data for the created protons have been stored in the files.

In this paper the methodology for neutron detection by PADC detector was described. A program code for neutron simulation through PADC detector and its detection were developed. Subroutines for neutron simulation, track development in the same and opposite directions were presented separately.

2. Programming steps

2.1. Geometry

The interaction of the neutrons emitted by an Am–Be source with a PADC detector is simulated in this paper. The sheet PADC detector was irradiated using an Am–Be neutron source of a cylindrical shape with the same axis as the detector. The position of the detector and the source with their dimensions are presented in Fig. 1.

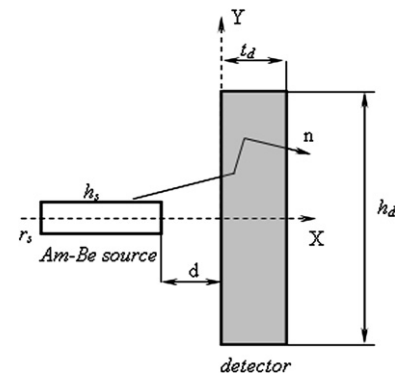


Fig. 1. Geometry of source and detector. Detector dimensions are: height, h_d ; width of the detector (along Z-axis), w_d ; thickness of the detector, t_d . Source dimensions are: radius, r_s , height, h_s . The distance between detector and source is d .

The energy of the neutron was sampled from a spectrum of the Am–Be source which can be found in Ref. [5]. The neutron energy in that spectrum is up to 11 MeV with a maximum of about 2 MeV. It is taken that neutrons are emitted from the source, randomly distributed on the surface, neglecting the interaction within the source itself and in the air space between the source and the detector. Sampling of the neutron from Am–Be source was described in detail in [4].

2.2. Cross sections

The PADC detector (chemical formula $C_{12}H_{18}O_7$) consists of hydrogen, oxygen and carbon. The data for cross sections of these atoms were taken from the well-established Neutron data library ENDF/B-VII [6]. If the total cross sections of these atoms are denoted as σ_H , σ_C and σ_O , the total cross section of a molecule σ_{tot} is given by $\sigma_{tot} = (18\sigma_H + 12\sigma_C + 7\sigma_O)$, which were introduced in Ref. [4]. The total cross sections of the atom include elastic and nonelastic interactions, (n, p) , (n, α) , (n, t) and (n, d) . These values were used as functions of neutron energy from 1 keV up to 11 MeV, with a step of 1 keV and sorted in input data enclosed files.

2.3. Sampling of interaction type and target

The neutron simulation was performed by the Monte Carlo method. The simulation starts with the homogeneous sampling of the emission point of the neutron in the source at (x_s, y_s, z_s) , its initial energy E_0 . Initial direction of neutron in source determined with cosines (p_{xs}, p_{ys}, p_{zs}) was sampled isotropic according to well-known formula given for example by Lux and Koblinger [7].

If the sampled direction did not cut the detector top surface, sampling was repeated. When the sampled neutron struck the detector surface at the point $(x_0 = 0, y_0, z_0)$, a further step was the sampling of these atoms, H, C or O which could be struck. The three ratios were defined as $A = 18\sigma_H/\sigma_{tot}$, $B = 12\sigma_C/\sigma_{tot}$,

$C = 7\sigma_O/\sigma_{tot}$. The standard method of discrete event sampling was applied to “choose” an atom as follows. The random number generator was invoked to get one random number γ ; if $\gamma < A$, the atom was chosen as H; if $A < \gamma < (A + B)$, the atom was C; and if $(A + B) < \gamma < 1$, the atom was O.

The new coordinates of the interaction point within the detector, (x_i, y_i, z_i) , were calculated based on the known mean free path λ and new sampled direction (p_x, p_y, p_z) as

$$\begin{aligned} x_i &= x_0 + \lambda \cdot p_x \\ y_i &= y_0 + \lambda \cdot p_y \\ z_i &= z_0 + \lambda \cdot p_z \end{aligned} \quad (1)$$

The neutron path was further simulated until the neutron was outside of the detector or the secondary particle had been created.

2.4. Determination of the free path

The mean free path, λ , which the neutron travels before the interaction with some nucleus in the detector is given as

$$\lambda = -\frac{1}{\sigma \cdot N} \ln(1 - u) = -\frac{1}{\Sigma} \ln(1 - u) \quad (2)$$

where u is a random number distributed uniformly on $(0, 1)$, σ is the total microscopic cross section and N is the density of the nuclei in the detector material. Lux and Koblinger [7] have shown that Σ is the total macroscopic cross section which is calculated as follows

$$\Sigma = \rho \cdot N_A \cdot \sum_{i=1}^{n=3} \frac{w_i}{M_i} \sum_{j=1}^{m=4} \sigma_{ij}^* \quad (3)$$

where ρ is the density of the material, N_A is the Avogadro number, M_i is the molar mass of the i -th component, w_i is the weight fraction and σ_{ij}^* is a partial microscopic cross section of the j -th type of interaction with the i -th element.

2.5. Neutron interaction within PADC

Due to the detector composition, elastic and nonelastic scattering of neutrons is possible. Nonelastic processes, like (n, p) , (n, α) , (n, t) , (n, d) , include nuclear reaction with the creation of some particles: proton, alpha particle, tritium and deuteron, respectively. All these interactions were considered in this work, but it was shown that the number of created protons is 0.0483 from incident neutron, while the number of created alpha particle is only 0.000354. In other words, probability for alpha particles creation is less than 0.7% in respect to all secondary particles and could be neglected [2,4,8]. The (n, p) reaction occurs on the C nucleus if neutron energy is larger than 10.24 MeV, so it is neglected with considered Am–Be source. The most important reaction is elastic scattering on the hydrogen nucleus.

In the case of elastic scattering of a neutron with a hydrogen nucleus, i.e. with proton, the initial energy E_0 of the neutron is distributed between the scattered neutron and the recoil proton according to the formulas

$$E_n = E_0 \cos^2 \theta, \quad E_r = E_0 \cos^2 \psi \quad (4)$$

where θ and ψ are the scattering and recoil angles [9]. The recoil angle was chosen as a random direction, i.e.

$$\psi = \text{Arccos}(2u - 1) \quad (5)$$

where u is a new random number distributed uniformly on $(0, 1)$.

The parameters of proton created in (n, p) interactions were calculated and determined as described in [4].

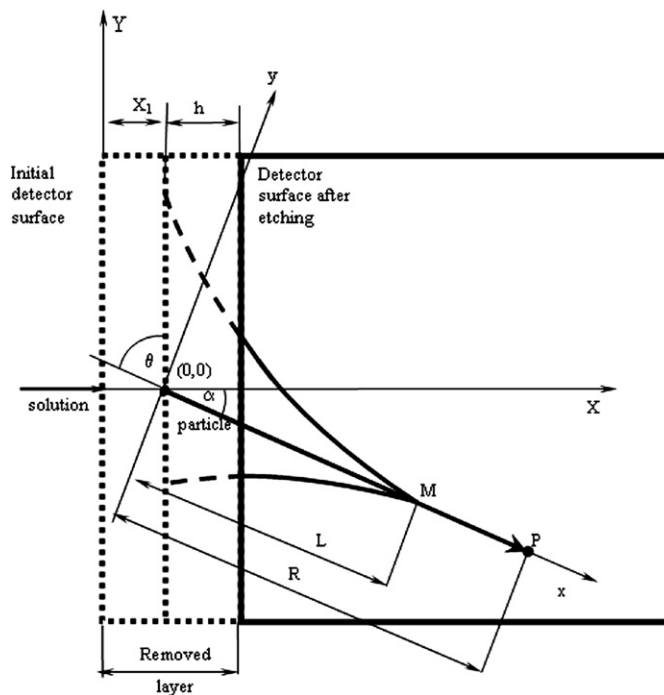


Fig. 2. The etching solution progresses along the particle path in the same direction as the particle which was created in the detector at the point $(0,0)$ of the xOy system and stops in the detector at point P after the distance R . The residual range is distance $R' = MP = R - (x + yy')$. To obtain the wall coordinates in the XOY system a coordinate transformation is needed.

3. Calculation of track walls

The protons are created in different directions and their latent tracks are oriented randomly within the detector. Some tracks will be etched from the point where the particle was created in the direction of the particle motion – this is direct etching. Other tracks will be etched from the point where the particle was stopped, or from where it exited from the detector, in an opposite direction to the particle movement – this is the etching in a reverse direction. In this section a calculation of the track walls etched in the same and opposite directions will be described by using Newton's method.

3.1. Direct etching

The geometry of track development and some important parameters for direct etching are shown in Fig. 2. A proton with energy E is emitted in the detector under the angle α in respect to the detector X -axis. Due to the interaction of a particle with detector molecules, the damage region, i.e. latent track is formed along its path. The distance that a particle passes within the detector material is the particle range, denoted with R in Fig. 2.

Two coordinate systems are shown in Fig. 2. The first one, XOY , has a Y -axis along the detector surface and a normal X -axis on it. The second system, xOy is rotated for the angle α in respect to the XOY system so that the x -axis is along the particle path. The total removed layer is equal to $R_L = V_b T$, where T is the etching time. The effective removed layer is equal to $h = R_L - X_1$, where X_1 is the coordinate of proton creation. The condition for track formation is $V \sin \theta > 1$, equivalent to condition for critical angle used in [10]. If $R_L < X_1$ the visible track will not be formed.

The shape of the track obtained after the etching depends on: incident particle energy, incident angle, etching time and etch rates ratio V . The coordinates of the track wall can be obtained from Eq. (6)

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x, yy') - 1}} \tag{6}$$

However, this equation is not solvable for the different forms of V function found in literature. In addition, the first derivation of “ y ” is found in the argument of V function which made the solving of Eq. (6) much more difficult. The argument of function V is the residual range $R' = MP = R - (x + yy')$, which is equal to the distance between the point where the particle was stopped in the material and the point which the etching solution attained.

The coordinates of the track wall are described by Eq. (6) in the xOy coordinate system, where the x -axis is along the latent track. If the track is not over-etched, the initial condition is defined as $y(L) = 0$. L is the penetration depth of the solution, i.e. the distance that the etchant passes along the particle track, found from the equation

$$T = \int_0^L \frac{1}{V_t(R - x)} dx \tag{7}$$

where T is the time of etching. To determine L from Eq. (7) the iteration procedure should be applied, because the unknown variable is the upper integration limit, while the time of etching, T , is known.

The coordinates of the points of the track wall, with $x < L$, were calculated by Eq. (6) using a finite difference method [11]. For over-etched tracks the initial point of calculation was $x = R$, $y = 0$. A track profile was obtained at the moment when the etching solution just attained the ending point of the particle in the detector. In this case the remaining etching time, t' , and the residual removed thickness $d_t = V_b \cdot t'$ have to be determined. Then the track wall should be shifted parallel to itself according to the equations [12]

$$\begin{aligned} x &= x + d_t \sin \delta \\ y &= y + d_t \cos \delta \end{aligned} \tag{8}$$

where δ is the local developing angle, defined as $\delta = \text{Arcsin} \frac{1}{V}$.

Calculations of particle range. Several computer codes exist for the calculation of stopping power and for the range of charged particles in different stopping media. One of the most frequently used is the SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) code and may be downloaded from the web page <http://www.srim.org> [13]. The chemical formula of the CR-39 detector is $C_{12}H_{18}O_7$ and the density is $\rho = 1.32 \text{ gcm}^{-3}$. SRIM code was used to calculate the stopping power and ranges of protons for the CR-39. Based on data obtained by SRIM, the ranges of particles were fitted as a function of incident energy with the following formula

$$R = a_0 + \sum_{i=1}^4 a_i \cdot E^i \tag{9}$$

The E is energy in MeV, and the fitting constants are $a_0 = 0$, $a_1 = 10.99$, $a_2 = -6.45$, $a_3 = 30.30$, $a_4 = -15.42$ if $E \leq 1 \text{ MeV}$ and $a_0 = -1.09$, $a_1 = 10.89$, $a_2 = 9.92$, $a_3 = -0.20$, $a_4 = -0.005$ if $E > 1 \text{ MeV}$.

3.2. Calculation of track wall by the finite difference method

The argument of the function V in Eq. (6) is the residual range, $R' = R - (x + yy')$ (see Fig. 2). Consequently, Eq. (6) has the form

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(R - (x + yy')) - 1}} \tag{10}$$

Eq. (10) is not analytically solvable for the most commonly used V functions. It was done numerically by the finite difference method (FDM) [11]. In that way, Eq. (10) becomes

$$\begin{aligned} y(x - \Delta x) &= y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x}) - 1}} \end{aligned} \tag{11}$$

The idea is to calculate the value of the function $y(x - \Delta x)$ at point $x - \Delta x$, if its value $y(x)$ is known at point x . To apply such a recursive procedure, coordinates of at least one point on the track wall should be known.

Eq. (11) was calculated using Newton’s method. Two different cases were considered: (i) tracks with a sharp tip (not an over-etched track) and (ii) over-etched tracks. For tracks which are not over-etched the only point with known coordinates is the track tip, where $y(L) = 0$; L is the penetration depth defined above and calculated by the integration of reciprocal function V . The point $(L, 0)$ was used as the starting point in the calculation. Eq. (6) was solved iteratively where the x -coordinate was varied from $x = L$ to $x = 0$, with the step $\Delta x = -0.01 \text{ }\mu\text{m}$.

For an over-etched track it is necessary to calculate the thickness, d_t , etched after the solution attains the ending point of the particle trajectory. Thus the distance that the etchant penetrates in the detector is $L = R + d$ (R is the particle range in the detector). The point $(R, 0)$ was taken as the starting one in the solving of Eq. (10) for an over-etched track. Other points were obtained by the parallel movement of the points which represent the track profile obtained at $L = R$ for the distance d .

3.3. Etching in an opposite direction (reverse etching)

Some particles are emitted under such an angle that the etching of their tracks will progress in a reverse direction to their motion. For these tracks, the previously described mathematical model is not fully valid. The development of tracks etched reversely is described in [14] and experimentally was confirmed in [15]. This model is briefly described here.

Fig. 3 represents track development in the case of reverse etching. The particle is created in the detector at point A and its direction is opposite in respect to the direction of the etching. Two cases exist here: (i) the energy of the particle is large enough so that it exits from the detector at point O . Point P is ending point of particle assuming that the detector is infinitely thick; (ii) particle energy is smaller, the range is shorter and it is stopped within the detector body (not shown in Fig. 4). The angle between the particle path and the detector axis is α . The origin is located at point P . The coordinate system XOY is the same as above.

Particles which are stopped out of the detector are treated in the following way; here we have assumed that the detector is infinitely thick. Such an assumption was necessary to determine the residual range and V function at the point where the particle escaped from the detector.

The choice of the coordinate system. The choice of the coordinate system in the two above mentioned cases is shown in Fig. 4.

Fig. 4A examines the case when the particle is stopped within the detector material and the origin is located at the stopping point, where $L_{\text{start}} = 0$. In this case the track will start to develop after the etching removes a layer of the detector with the thickness d .

The case when the particle passes through the detector and stops outside is presented in Fig. 4B. The origin of the coordinate system xOy is out of the detector, at the virtual point where the particle would stop under the assumption that the detector is

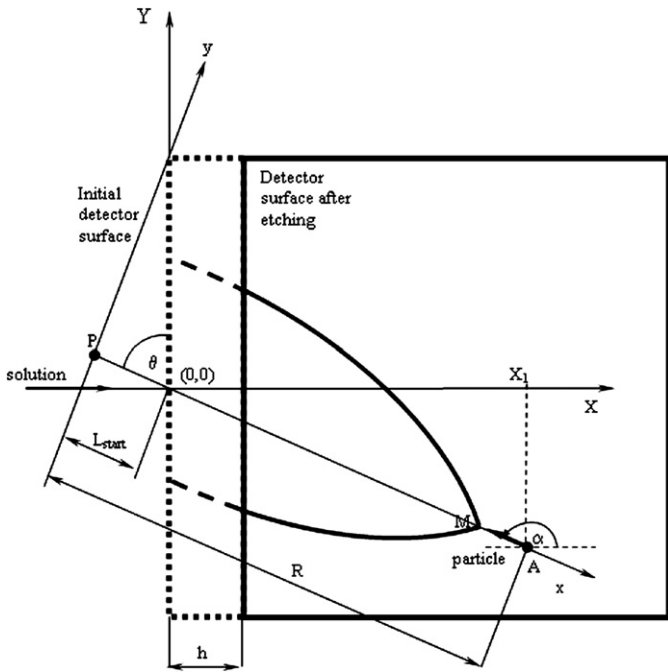


Fig. 3. The particle is created in the detector material at point A and is stopped at point P (assuming infinite detector thickness). Etching progresses from the exit point (0,0) towards the starting point in the opposite direction to the particle movement (reversed etching). The coordinate origin is placed at the point where the particle would be stopped. The positive part of the x-axis is in the direction of solution progression. The residual range is equal to $R' = PM = x + yy'$.

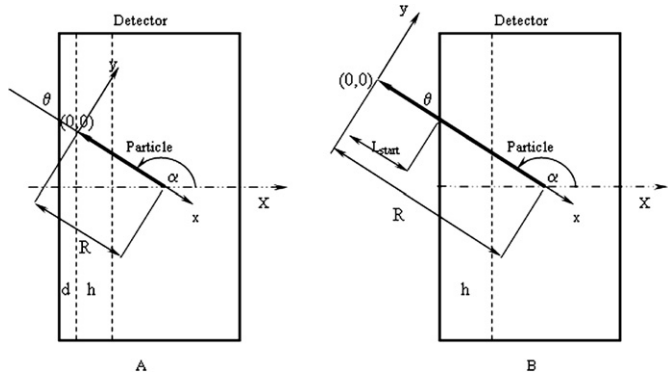


Fig. 4. Coordinate systems xOy . (A) Particle was stopped within the detector at point (0, 0), where $L_{start} = 0$. (B) Particle was stopped out of the detector material at point (0, 0) at a distance of L_{start} from the detector surface along the x-axis.

infinitely thick. The ending point of the particle path is at the distance L_{start} from the detector surface, where

$$L_{start} = R - \frac{X_1}{\sin(\theta)} \tag{12}$$

In this case $d = 0$ and the removed layer, h , is equal to the total removed layer.

The equation of the track wall keeps the same form as in the case of direct etching [13]. As it was mentioned above, the argument of the function V is the residual range, i.e. the distance between the point where the particle was stopped and the etchant. This distance, PM , presented in Fig. 3 is equal to $x + yy'$. Due to this reason, Eq. (6) keeps its form

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \tag{13}$$

It can be seen that both equations (10) and (13) for direct and reversed etching have the same form, but a different argument in V function.

By using the finite difference method, Eq. (13) is transformed into the form

$$y(x - \Delta x) = y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2(x + y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x}) - 1}} \tag{14}$$

The boundary condition for this equation is $y(L) = 0$ and the following condition is applied

$$t = \int_{L_{start}}^L \frac{1}{V_t(x)} dx \tag{15}$$

to find the point with coordinates $(L, 0)$ which the solution attained during the etching time, t . This point is taken as the initial condition in calculation $y(L) = 0$ if the track is not over-etched. If the track is over-etched the starting point is $y(R) = 0$ as explained above.

4. Program description

The program Neutron_CR-39.F90 was written in Fortran 90 code. This program enables neutron simulation through CR-39 detectors and the calculation of proton track profiles after detector etching. At the start of the program execution the user defines the following input parameters: the number of simulations; detector dimensions; source dimensions and the distance between the source and the detector. The program Neutron_CR-39.F90 contains subroutine Neutron.f90 for neutron simulation and subroutines Trackfdmsame.f90 and Trackfdmback.f90 for the calculation of created track profiles after detector etching in the same and reverse direction, respectively.

5. Subroutine for neutron simulation

After defining the input parameters, the subroutine Neutron.f90 which simulates neutrons through the detector is started. The simulation of neutrons in a CR-39 detector was described in [4]. The subroutine Neutron.f90 performs the following steps: neutron sampling in the source; determination of the neutron free path; sampling of an atom in the detector which interacts with the neutron; sampling of the interaction type (elastic or nonelastic). As a result, the data file PROTONS_AmBe.DAT is created. In that file the following data for the created protons will be stored: the angle, X-position and the initial and deposited energies.

5.1. Subroutine TRACKFDMSAME.F90

When neutron simulation is performed the user inputs the value for the removed layer (R_L) in micrometers. Then the subroutine Trackfdmsame.f90 will be automatically started for the calculation of track profiles etched in the same direction. It must be noted that both sides of the CR-39 detector can be etched simultaneously. This subroutine Trackfdmsame.f90 analyzes data from the PROTONS_AmBe.DAT file and determines which created latent track will be etched from the top or bottom side of the detector. Etching in the same direction will be performed for the protons latent tracks: (i) created with angle $\alpha < \pi/2$, etched from the top side and (ii) created with angle $\alpha > \pi/2$, etched from the bottom side.

The following task of the subroutine is to calculate the range in the detector material of a proton with known incident energy by using Eq. (9). When the particle range is calculated then

the code determines whether the track can be formed. It will be done if $V \sin \theta > 1$ and $R_L > X_1$. The V function for a proton in PADC as a function on the residual range R' is taken from Hermsdorf [16]:

$$V = 1 + \frac{3.4}{(R' + 1)} \cdot \ln(R' + 1) \cdot (1 - e^{-R'/0.4}) + \frac{R'}{1500} \quad (16)$$

and V is coded in the function subroutine V.F90 with a dummy parameter which simulates the residual range. Then the coordinates of the points in the track wall are calculated according to Eq. (11) by Newton's iteration method.

5.2. Subroutine TRACKFDMBACK.F90

The subroutine Trackfdmback.f90 is started after execution of Trackfdmsame.f90. From the file PROTONS_AmBe.DAT the proton tracks etched in a reverse direction will be analyzed. The reverse etched tracks will come from the latent tracks: (i) created with angle $\alpha < \pi/2$, etched from the bottom side and (ii) created with angle $\alpha > \pi/2$, etched from the top side. The range of the particle is calculated according to Eq. (9).

The next step is to determine whether the particle will stop within the detector or exit from it. The decision is made based on particle range, incident angle and X_1 . If the particle is not stopped in the detector it is necessary to determine L_{start} which is the lower integration limit in Eq. (15). L_{start} represents the distance between the stopping point and the detector along the x -axis. Its determination is described in the following section.

5.2.1. Determination of L_{start}

If the particle was stopped in the detector, $L_{\text{start}} = 0$ (Fig. 4A). To reach the track in this case it is necessary to etch the detector and remove the layer of thickness d . After that the development of the track may be started. The total removed layer during the whole etching procedure is equal to $R_L = d + h$, where h is the thickness of the layer removed after the point where the particle was stopped. For the calculation of the track wall coordinates the parameter h is needed and can be determined as

$$h = R_L - (X_1 - R \cdot \sin(\theta)) \quad (17)$$

If the particle was stopped out of the detector, then from Fig. 4B, L_{start} is calculated as

$$L_{\text{start}} = R - \frac{X_1}{\sin(\theta)} \quad (18)$$

In this case $d = 0$ and the removed layer, h , is equal to the total removed layer ($h = R_L$).

5.2.2. Determination of whether a latent track becomes visible or not

To make a latent track visible, two conditions must be satisfied.

The first condition is that the etching solution must attain the latent track for the particle which was stopped within the detector. In a mathematical form, this condition is read as $R_L > d$ (see Fig. 4A).

The second condition has already been mentioned above, i.e. $V_t(x) \cdot \sin(\theta) > V_b$.

The following part of the program examines whether the track will become visible or not. A loop examines condition $V(x) \sin \theta > 1$ along the particle trajectory. If this condition is not satisfied at any point along the latent track, it will not become visible, the program terminates and prints the message, "track will not be created".

5.2.3. Examination of whether the track is over-etched

The track is over-etched if the etching solution has passed along the whole particle path and has etched further after point P (Fig. 2) for direct or point A (Fig. 3) for reverse etching. The relation

$$t_D = \int_{L_{\text{start}}}^R \frac{1}{V_t(x)} dx \quad (19)$$

is used to determine whether the track was over-etched or not. t_D is the time needed that the etching solution attains point P (direct etching) or up to the starting point A of the particle (reverse etching). If the etching time is larger than t_D the track is over-etched, otherwise it is not over-etched. Subroutine VINTEGRAL.F90 given below, calculates t_D .

5.2.4. Calculation of track profile

The track wall coordinates, by using Eq. (14) were calculated with Track_wall.f90 subroutine. The starting point in this calculation is the ending point where the etching solution attains, for not over-etched tracks ($L, 0$), or point ($R, 0$) for over-etched track. Eq. (14) was calculated by Newton's iteration method.

6. Results

Input data should be defined by user before program execution. Data can be input from a file named "input.dat". For example, if input parameters are:

- (i) detector dimensions height, $h_d = 3$ cm; width, $w_d = 3$ cm; thickness, $t_d = 0.05$ cm,
- (ii) source dimensions $r_s = 1.1$ cm, $h_s = 2$ cm,
- (iii) distance between detector and source $d = 0.3$ cm,
- (iv) removed layer of the detector after etching $R_L = 6$ μm ,

the following output will be printed in file "Results.dat":

Ed = 68843.66 keV/visible tracks

Nn = 0.00095 visible tracks/neutron

The outputs of the program are:

- (i) the file *Protons Am-Be.dat* which contains data of recoiled protons as: recoiled angle α , in respect to the X -axis; coordinates X of starting and stopping point; initial and deposited energies of protons,
- (ii) deposited energy of recoiled protons per number of visible tracks, E_d (keV/track),
- (iii) number of visible tracks per number of incident neutrons, N_n (tracks/n).

The values of E_d and N_n are printed into the file "Results.dat" which is created in the same directory where .exe file was saved.

7. Conclusion

The computer code Neutron_CR-39.F90, written in Fortran 90, was developed in this paper. It contains three subroutines. First, Neutron.f90 which simulates neutron through CR-39 detector and store parameters of secondary particles in output file. Second, Trackfdmsame.f90 which calculates profiles of tracks emitted in the same direction as etchant progression. Third, subroutine Trackfdmback.f90 which calculates profiles of tracks emitted in opposite direction than etchant progression.

In this paper, determination of parameters of tracks etched in opposite directions was explained. Using these parameters the efficiency of CR-39 for the neutron detection was estimated. Our code takes into account the tracks etched in opposite as well as in the same direction and it is different in comparison to other group [15, 17–19]. Our results were not comparable with other authors. For example, in [18] Monte Carlo method was used for mono-energetic neutrons interacting with H, C and O. However, chemical etching was assumed only in forward direction and track formation efficiency was calculated. In [17] electro-chemical etching was assumed and irradiation of a neutron dosimeter by neutron spectra from Am–Be and Cf sources. Hermsdorf et al. [15,19] used PE-converter, chemical etching in forward direction and calculated the fluence response in number of tracks per unit neutron fluence.

Parameters of secondary particles and number of visible tracks are outputs of the code. It enables calculation of neutron detection efficiency for different input parameters and may be used for further analyses.

Acknowledgement

The authors would like to thank the Serbian Ministry of Science and Technological Development who supported this work through the project No. 171021.

References

- [1] D. Nikezic, K.N. Yu, *Math. Sci. Eng.* R46 (2004) 51.
- [2] A.R. El-Sersy, S.A. Eman, N.E. Khaled, *Nucl. Instrum. Methods B* 226 (2004) 345.
- [3] M.R. Deevband, P. Abdolmaleki, M.R. Kardan, H.R. Khosraviand, M. Taheri, *Appl. Radiat. Isot.* 69 (2011) 340.
- [4] B. Milenković, D. Nikezić, N. Stevanović, *Radiat. Meas.* 45 (2010) 1338.
- [5] K.W. Geiger, L. Van der Zwan, *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* 24 (1970) 193.
- [6] T-2 Nuclear Information Service, available on web page: <http://t2.lanl.gov/>.
- [7] I. Lux, L. Koblinger, *Monte Carlo Particle Transport Methods: Neutron and Photon Calculation*, CRC Press, Boca Raton, Boston, 1991, p. 24.
- [8] K. Jamil, S. Ali, I.E. Qureshi, F. Rehman, H.A. Khan, S. Manzoor, A. Waheed, R. Cherubini, *Radiat. Meas.* 28 (1997) 495.
- [9] K.N. Mukhin, *Experimental Nuclear Physics*, vol. I: Physics of Atomic Nucleus, Mir Publishers, Moscow, 1987, p. 383.
- [10] B. Dörschel, R. Bretschneider, D. Hermsdorf, K. Kadner, H. Kühne, *Radiat. Meas.* 31 (1999) 103.
- [11] D. Nikezic, N. Stevanovic, D. Kostic, S. Savovic, K.C.C. Tse, K.N. Yu, *Radiat. Meas.* 43 (2008) S76.
- [12] D. Nikezic, K.N. Yu, *Radiat. Meas.* 37 (2003) 39.
- [13] J.F. Ziegler, SRIM-2003, available on web page: <http://www.srim.org/>.
- [14] B. Milenkovic, N. Stevanovic, D. Krstic, D. Nikezic, *Radiat. Meas.* 44 (2009) 57.
- [15] D. Hermsdorf, M. Hunger, *Radiat. Meas.* 44 (2009) 766.
- [16] D. Hermsdorf, *Radiat. Meas.* 44 (2009) 806.
- [17] M.J. Garcia, K. Amgarou, C. Domingo, F. Fernández, *Radiat. Meas.* 40 (2005) 607.
- [18] R.F.H. Khan, N. Ahmad, Aslam, Matiullah, *Radiat. Meas.* 33 (2001) 129.
- [19] D. Hermsdorf, R. Bretschneider, B. Dörschel, J. Henniger, *Radiat. Meas.* 31 (1999) 431.

Chapter 5

SOFTWARE FOR THE DETERMINATION OF TRACK PARAMETERS IN NUCLEAR TRACK DETECTORS ETCHED IN REVERSE DIRECTION

N. Stevanovic, B. Milenkovic and D. Nikezic

University of Kragujevac, Faculty of Science, R. Domanovica 12
34000 Kragujevac, Serbia

1. INTRODUCTION

Heavily charged particles, such as alpha particles, light and heavy ions or fission products, cause extensive ionization close to their path when they pass through a medium. As a consequence, free chemical radicals and other chemical species within the particle track were created. This damaged zone is called a latent track and can remain stable for many years in some dielectric materials.

If some chemical solutions (NaOH or KOH in water) react with the dielectric which were irradiated with heavy ionizing particles, the reaction would be more intensive along the latent tracks. This procedure is called detector etching or track visualization, and the effect itself is called the track effect. Such etched tracks are visible under a standard optical microscope, while the latent track are "visible" under electronic microscope.

One of the most commonly used nuclear track detector (NTD) is the CR-39 detector, which is based on polyallyldiglycol carbonate (PADC) and was discovered by Cartwright et al. (1978). Another most commonly used nuclear track material is cellulose nitrate which is a base for well known LR 115 detector.

Formation of a track is determined by simultaneous actions of two etching rates, V_b and V_t , as introduced by Fleischer et al. (1975). The bulk etch rate V_b is the etching rate of the undamaged detector surface, while the track etch rate V_t is the etching rate along the latent track. Both rates are usually expressed in the units $\mu\text{m/h}$. Track development is governed by the ratio $V = V_t/V_b$ and track formation is not possible if V is smaller than or equal to 1. In other words, the condition $V > 1$ must be fulfilled to form a track.

From the early days of "trackology" the geometry of the track development attracted significant care. Several geometrical models of track developments have been presented and some of them are shortly described below. All of these models deal with the direct etching, where the etching solution, i.e. etchant, progresses along latent track in the same direction as particle motion.

According to Somogyi and Szalay (1973) during the etching, the major axis of the track opening passes through three phases, while the minor axis develops through two phases. Analytical formulas for the major axis in the three phases (D_1 , D_2 and D_3) and those for the minor axis in the two phases (d_1 and d_2) were derived and expressed in terms of removed layer h . The conditions for transition from one phase to another were also derived in terms of h . All formulas were given assuming V_t constants, and a short introduction was given for the calculation of track profile for varying V_t .

In Fromm et al. (1988) model, the action of etching is decomposed into two alternative steps using first a variable velocity V_t to etch the damaged ion trajectory, and then a constant velocity V_b to enlarge the track outside the damaged regions of the etched path. The V_t varies with respect to the variation of energy deposition along the ion path. On the other hand, V_b is assumed to produce an isotropic etching process around the trajectory position, which creates the series of spheres which radii increase with the etching time. At the depth $h = V_b t$, the envelope of all spheres with centers on the particle path constitutes the etched track wall.

Fews and Henshaw (1982) emphasized that a track could be analyzed by looking at five parameters, namely, the track depth Z , the major axis D (M_j in their nomenclature), the minor axis d (also M_i in their nomenclature), the overall track length X and the diameter m of the etched-out end (which was equal to zero in the case of a non-etched-out track). The analysis provided there was based on the alpha-particle track structure in the CR-39 detector.

The Nikezic and Yu (2003) model was based on differential equation of track wall in two dimensions, as follows

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \quad (1)$$

This equation was derived from the geometry given in Figure 1. Referring to Figure 1, x axis is along the particle path and the y axis is along the detector surface (normal incidence was considered) and V function is ratio of V_t/V_b . The point A on the track wall with coordinates (x, y) was formed from the point x_0 on the particle track, as it was assumed in Fromm et al., (1988) model. Starting at the point $(0, 0)$, the etching travels with the track etch rate V_t along the x -axis (which is the particle trajectory) and reaches the point x_0 at the time t_0 . From x_0 , the etching progresses to point A with the bulk etch rate V_b . The angle δ is the angle between V_t and V_b at point x_0 as shown in Figure 1.

The two-dimensional equation of a track wall (Eq.1) cannot be solved analytically for different forms of V function found in literature (Paretzke et al, 1973; Nikezic and Yu, 2003). It is possible to consider track development in point by point base similarly to Fromm et al (1988) model and to calculate track profile. From the known profile it is possible to determine other relevant track parameters. If the incident angle is not normal, as it was the case in exposure in natural environment, the track profile should be rotated for the incident angle, and in this way the problem is reduced to the problem of normal incidence. Such procedure was

applied and programmed earlier by Nikezic and Yu (2006). It was also taken into account that the track is a three dimensional object. Since the track is a rotation body, obtaining the track in 3-D was done by rotation of the points in the track wall around the particle trajectory. Corresponding computer programs which perform such calculations are available on the web address http://www.cityu.edu.hk/ap/nru/nrures_t.htm, as well as in library of Computer Physics Communication journal.

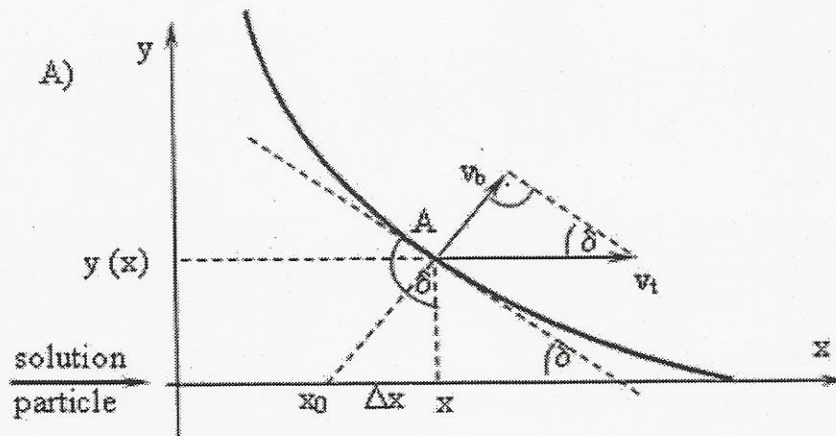


Figure 1. Geometry of the track wall in two dimensions.

Another method for the solving of Eq. (1) was presented recently by Nikezic et al, (2008) and Milenkovic et al, (2009). This equation was rewritten in discrete form using finite difference method (FDM) and the tracks coordinates were numerically calculated.

In many applications, ionizing particles enter into the detector from both of its sides. So during the etching, when the detector is immersed in etching solution, some tracks will be etched in the same direction as particle movement, and others in opposite direction. In addition, the NTDs are used for detection of secondary particles in neutron dosimetry (protons, alpha particle) created in (n,p) and (n,α) reactions. These particles are emitted in different directions and their latent tracks are oriented randomly within the detector. Some tracks will be etched from the point where the particle was created in the direction of the particle motion – this is direct etching. Other tracks will be etched from the point where the particle was stopped, or from where it exited the detector, in the opposite direction of particle movement – this is the etching in reverse direction.

Hermsdorf and Hunger (2009) described the investigation of track evolution by etching in direct and reversed direction. They used the con-focal scanning microscopy (CSM), to obtain high-resolution optical images. By a sophisticated software, the co-ordinates of the track wall can be reconstructed automatically at any point of the track length. According to this data, the track etch rate can be recalculated along the whole track from only one 3D-image.

In addition, reverse etching was interesting in some kinds of radiobiological experiments with LR115 and CR-39 detectors (Chan et al., 2006; Li et al., 2006).

The model of reverse etching of alpha tracks (normal incidence was considered) in LR115 detectors was developed and described in Milenkovic et al., (2009). This model was based on numerical solving of Eq. (1) using FDM, where argument of V function is equal to $x+yy'$. It has been shown that track diameters are larger when opposite etching is applied for

smaller removed layers and larger alpha particles energies and it was confirmed experimentally.

Although a reversed etching may be important in practice, a lot of work has been done to investigate track geometry during direct etching, and relatively little was done for reversed etching. In this article, we will describe a computer program which simulates reverse etching of tracks in NTD. In Section 2, the methodology for calculation of track coordinated in same and opposite directions etching was presented. Later, some results will be presented.

2. METHODOLOGY

2.1 Direct Etching

As it was written above, under the direct etching is understood that etching solution progresses in the same direction as particle. The geometry of the track development for the slanted incident angle, is shown in Figure 2.

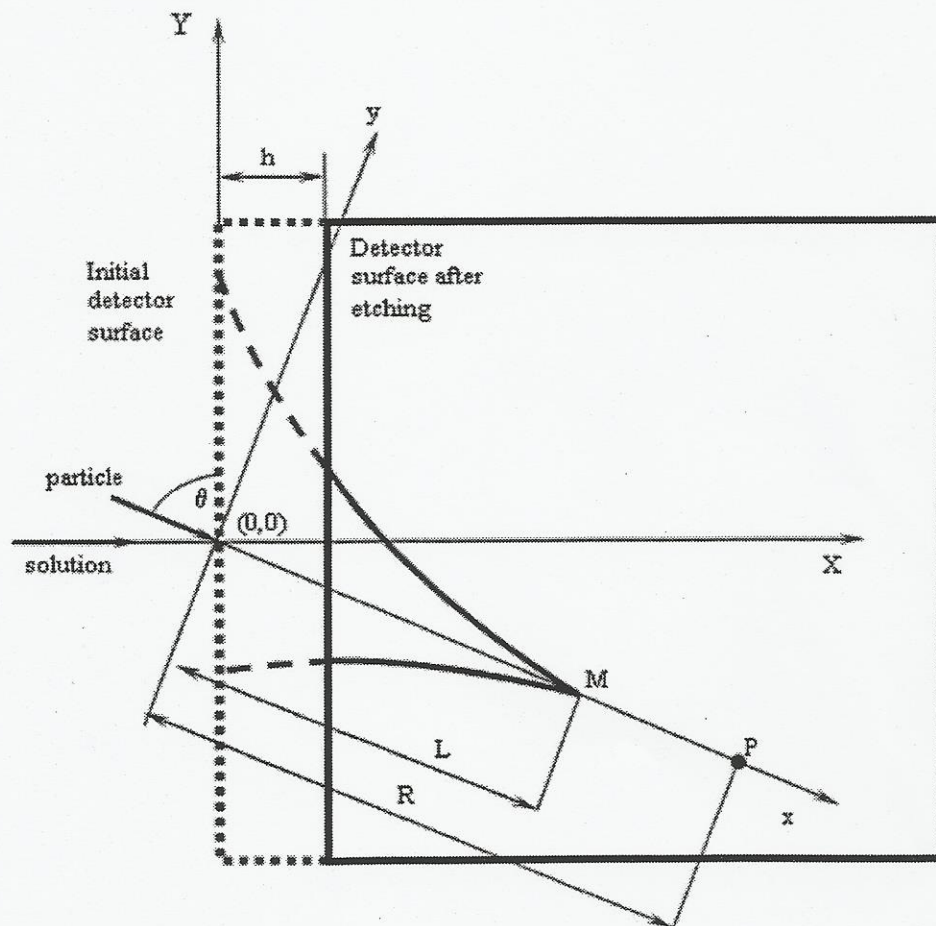


Figure 2. Etching solution progresses along the particle path in the same direction as the particle which entered into the detector in the point $(0,0)$ and stopped in the detector in point P after distance R . Residual range is distance $R' = MP = R - (x + yy')$. To obtain wall coordinates in the XOY system, the coordinate transformation is needed.

Some important parameters of the track etching are also shown in Figure 2. A particle with energy E , enters in the detector under the angle θ in respect to the detector surface. Due to the interaction of the particle with detector molecules, the damage region i.e. latent track is formed along its path. The distance that the particle passes within detector material is particle range, denoted with an R in Figure 2. Two coordinate systems are shown in Figure 2, both with origin in point $(0,0)$ of particle entrance in the detector. The first one, XOY , has a Y axis along the detector surface and X axis normal on it. The second system, xOy , is rotated for the angle θ in respect to the XOY system so that x axis is along the particle path. The total removed layer, h in Figure 2 is equal to $h=V_b T$, where T is etching time. The condition for the track formation is $V \sin \theta > 1$. The shape of the track obtained after the etching depends on: incident particle energy, incident angle, etching time and etch rates ratio V . Coordinates of the track wall can be obtained from Eq. 1. However, this equation is not solvable for different forms of V function found in literature. In addition, the first derivation of "y" is found in the argument of V function which made solving of Eq. 1 much more difficult. The argument of function V is residual range $R'=MP= R-(x+yy')$, which is equal to the distance between the point where the particle was stopped in material and the point which the etching solution was attained.

Coordinates of the track wall are described by Eq. (1) in xOy coordinate system, where the x axis is along latent track. If the track is not over etched, the initial condition is defined as $y(L) = 0$. L is the penetration depth of the solution, i.e. distance that etchant passes along the particle track, found from the equation

$$T = \int_0^L \frac{1}{V_t(R-x)} dx \quad (2)$$

where T is time of etching. To determine L from Eq. (2), the iteration procedure should be applied, because the unknown variable is upper integration limit, while the time of etching, T , was known.

The coordinates of the points of the track wall, with $x < L$, were calculated by Eq. (1) using finite difference method (Nikezic et al, 2008.). Details are explained in the following section. For over etched tracks, the initial point of calculation was $x = R$, $y = 0$. Track profile was obtained at the moment when the etching solution just attained the ending point of particle in detector. In this case, the remaining etching time, t' , and residual removed thickness, $d = V_b \cdot t'$, has to be determined. Then the track wall should be shifted parallel to itself according to the equations (Nikezic and Yu, 2003).

$$\begin{aligned} x &= x + d \sin \delta \\ y &= y + d \cos \delta \end{aligned} \quad (3)$$

where δ is the local developing angle, seen in Figure 1., and defined as $\delta = \arcsin \frac{1}{V}$.

2.2. Solving of Eq.1 by Finite Difference Method and the Calculation of Track Wall Coordinates

The argument of the function V in Eq. (1) is residual range, $R' = R - (x + yy')$ (see Fig. 2). Consequently, Eq (1) has a form

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(R - (x + yy')) - 1}} \quad (4)$$

The Eq (4) is analytically solvable only for the simplest case of $V = \text{const}$. In other cases, analytical solution is impossible and this equation has to be solved numerically. Finite difference method (FDM) is one of the options for this task. This method is based on discretization of its function and its argument (Sadiku, 1992) in the following way: the first derivation of the function is approximately given as

$$y'(x) = \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \quad (5)$$

By combining the Eqs.(4) and (5), and after few simple algebraic transformations, one can find:

$$y(x - \Delta x) = y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2 \left(R - x - y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right) - 1}} \quad (6)$$

The idea is to calculate the value of the function $y(x - \Delta x)$ at point $x - \Delta x$, if its value $y(x)$ is known at point x . To apply such recursive procedure, coordinates of at least one point on the track wall should be known.

The Eq. (6) was calculated using the MATHEMATICA software by Nikezic et al, 2008. Two different cases were considered: (i) tracks with a sharp tip (not over-etched track) and (ii) over-etched tracks. For not over-etched tracks the only point with known coordinates is the track tip, where $y(L) = 0$; L is the penetration depth defined above and calculated by integration of reciprocal function V . The point $(L, 0)$ was used as the starting point in the calculation with MATHEMATICA. The Eq. (6) was solved iteratively using function *FindRoot* that determines the roots of algebraic equations. The x -coordinate was varied from $x=L$ to $x=0$, with the step $\Delta x = -0.01 \mu\text{m}$ and y -coordinates on the track wall were calculated through Eq. (6).

For an over-etched track it is necessary to calculate the thickness, d , etched after the solution attains the ending point of the particle trajectory. Thus, the distance that the etchant penetrates in the detector is $L = R + d$ (R is particle range in detector material calculated by SRIM2003 code (Ziegler, 2003)). The point $(R, 0)$ was taken as the starting one in solving of Eq. (6) for the over-etched track. Other points were obtained by parallel movement of the points which represent track profile obtained at $L = R$ for the distance d .

2.3. Etching in Opposite Direction (Reverse Etching)

CR-39 detector is frequently used for the detection of neutrons. Due to the interaction between neutron and molecules and atoms of the detector, secondary particles, protons and alphas are produced in (n,p) and (n,α) nuclear reactions. These secondary particles are created with different energies and could be emitted in various directions in respect to the detector surface. Some particles are emitted under such an angle that etching of their tracks will progress in reverse direction of their motion. For these tracks, the previously described mathematical model is not fully valid. Development of tracks etched reversely is described in Milenkovic et al. (2009). This model is shortly given here.

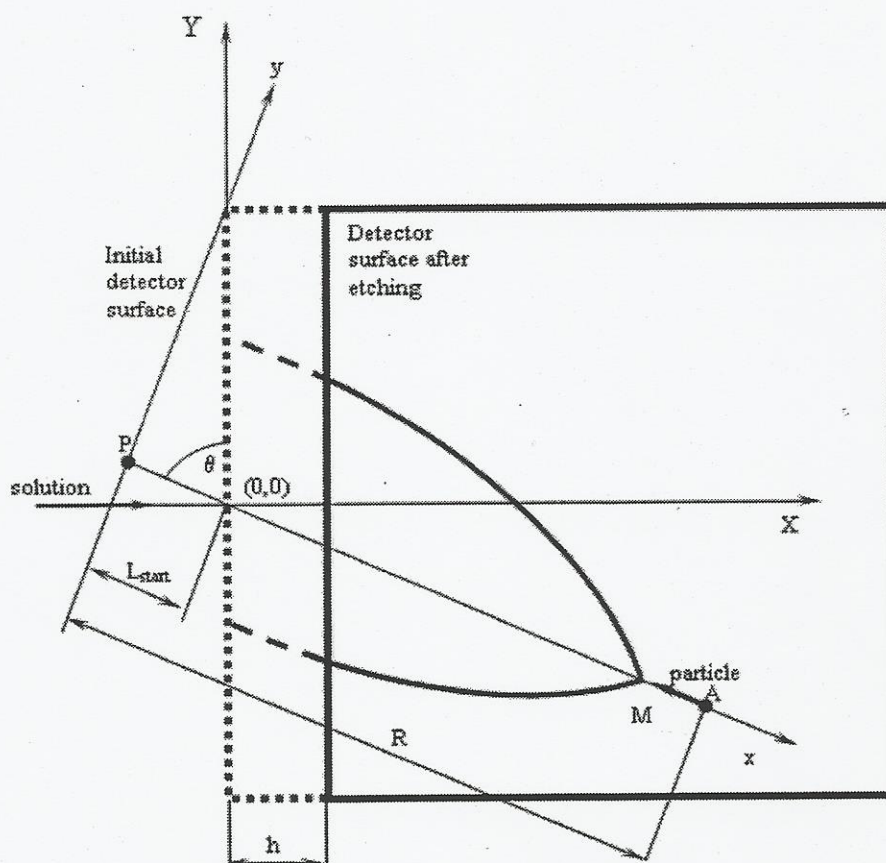


Figure 3. Particle is created into detector material at point A and stopped at point P (assuming infinite detector thickness). Etching progresses from the exit point (0,0) toward the starting point in the direction opposite of particle movement (reversed etching). The coordinate origin is placed at the point where the particle would be stopped. The positive part of x axis is in direction of solution progression. Residual range is equal $R' = PM = x + y'y$.

Figure 3 represents track development in the case of reverse etching. If a particle creates into detector at point A and its direction is opposite in respect to the direction of etching. Two cases exist here: (i) energy of the particle is large enough so that it exits from the detector at point O. Point P is the ending point of the particle assuming that the detector is infinitely thick; (ii) the particle energy is smaller, range is shorter and it is stopped within the detector

body (not shown in Fig. 4). The angle between the particle path and detector surface is θ . The origin is located at point P. Coordinate system XOY is the same as above.

Particles stopped out of detector are treated in the following way; here we have assumed that the detector is infinitely thick. Such assumption was necessary to determine residual range and V function at the point where the particle escaped out from the detector.

2.4. The choice of the coordinate system

The choice of c.s. in two abovementioned cases is shown in Figure 4.

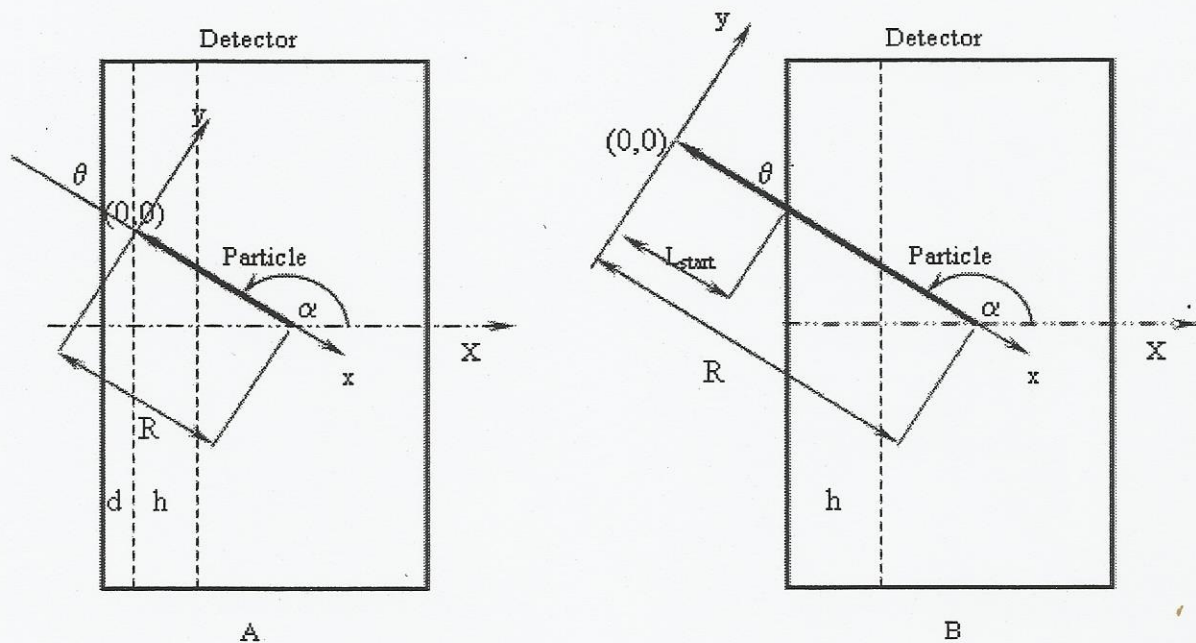


Figure 4. Coordinate systems xOy . A) Particle was stopped within detector in point $(0,0)$, where $L_{start}=0$. B) particle was stopped out of detector material in point $(0,0)$ at the distance of L_{start} from detector surface along x axis.

Figure 4A treats the case when the particle is stopped within the detector material and the origin is located into the stopping point, while $L_{start} = 0$. In this case, the track will start to develop after the etching removes the layer of detector with the thickness d .

The case when the particle passes through the detector and stops outside is presented in Figure 4B. The origin of the coordinate system xOy is out of the detector, at the virtual point where the particle would stop under assumption that the detector is infinitely thick. The ending point of the particle path is on distance L_{start} from the detector surface. Determination of the L_{start} will be explained later in Section 3.2.2.

The equation of the track wall keeps the same form as it is in case of direct etching (Milenkovic et al., 2009.). As it was mentioned above, the argument of the function V is residual range, i.e. distance between point where particle was stopped and etchant. This distance, PM , presented on Figure 3 is equal to $x+yy'$. Because of this reason, the Eq. (1) keeps its form

$$y' = -\frac{1}{\sqrt{V^2(x + yy') - 1}} \quad (7)$$

It could be seen that both equations (4) and (7) for direct and reversed etching have the same form.

By using the finite difference method, Eq. (7) is transformed in the form as

$$y(x - \Delta x) = y(x) - \Delta x \frac{-1}{\sqrt{V^2 \left(x + y(x) \frac{y(x) - y(x - \Delta x)}{\Delta x} \right) - 1}} \quad (8)$$

Boundary condition for this equation is $y(L)=0$ and the following condition is applied

$$t = \int_{L_{start}}^L \frac{1}{V_t(x)} dx \quad (9)$$

to find the point with coordinates $(L,0)$ which solution attains during the etching time, t . This point is taken as initial condition in calculation $y(L) = 0$ if track is not over-etched. If track is over-etched, the starting point is $y(R)=0$ as explained above.

2.5. Newton's method for equation solving

Newton method, which is described shortly in this section, was used to solve the Eq. 8. Let us wish to solve the following equation

$$F(z)=0 \quad (10)$$

Let us know that the point z_0 is close to a solution. Firstly, develop function $F(z)$ in a series around point z_0

$$F(z) = F(z_0) + F'(z_0) \cdot (z - z_0) \quad (11)$$

Since $F(z)=0$, we have

$$F(z_0) + F'(z_0) \cdot (z - z_0) = 0 \quad (12)$$

From the above, one can get

$$z = z_0 - \frac{F(z_0)}{F'(z_0)} \quad (13)$$

The obtained value z is closer to the real solution of equation. By using the iteration

$$z_{n+1} = z_n - \frac{F(z_n)}{F'(z_n)} \quad (14)$$

we can come closer and closer to the solution. When the condition is satisfied

$$\left| \frac{z_{n+1} - z_n}{z_n} \right| \leq \varepsilon \quad (15)$$

with predetermined ε , the z_{n+1} is accepted as seeking solution of equation $F(z)=0$.

3. DESCRIPTION OF THE PROGRAM CODE

The computer software TRACK_WALL.F90 was developed in order to simulate reversed etching of CR-39 and LR115 detectors. In the present section, this program is described with more details and explained for users.

3.1. Input Parameters

Program TRACK_WALL.F90 which is described here, enables calculations of protons and alpha particles track profiles in CR-39 detectors, while it is only for alpha particles in LR115.

A user chose the detector CR-39 or LR115 at the beginning of the program execution. If CR-39 was chosen, alpha or proton particle should be selected. The following are other input parameters,

- particle energy, in keV, coded as ENERGY in program,
- incident angle, in degrees, in respect to the detector axis, X, coded as ANGLE,
- depth, XSTART in μm , of the point where the particle was created if the particles were generated within the detector, as it is in the case of neutron irradiation when the proton or alphas are created in detector and
- removed layer, in μm , coded as REMOVED_LAYER.

Input energy should be lower than 10 MeV. If an input parameter is out of range, execution of the program will be terminated, and the user will be asked to provide new inputs.

In addition to abovementioned parameters, the user has an option to chose V function which closely corresponds to his/her etching condition and detector type. Several V function were adopted from literature and programmed in TRACK_WALL.F90 as follows:

a) for the CR-39 detector

$$(1) \text{ Hermsdorf (2009): } V = 1 + \frac{3.4}{(R'+1)} \cdot \ln(R'+1) \cdot (1 - e^{-R'/0.4}) + \frac{R'}{1500}$$

(2) Durrani and Bull (1987):

$$V = 1 + (11.45e^{-0.339R'} + 4e^{-0.044R'}) (1 - e^{-0.58R'})$$

$$(3) \text{ Brun et al. (1999): } V = 1 + e^{-0.1R'+1} - e^{-R'+1.27} + e^{1.27} - e^1$$

$$(4) \text{ Yu et al. (2005): } V = 1 + e^{-0.06082R'+1.119} - e^{-0.8055R'+1.119}$$

b) for the LR 115 detector:

$$(5) \text{ Durrani and Green (1984): } V = 1 + (100e^{-0.446R'} + 5e^{-0.107R'}) (1 - e^{-R'})$$

$$(6) \text{ Leung et al. (2006): } V = 1 + (14.5e^{-0.5R'} + 3.9e^{-0.066R'}) (1 - e^{-R'})$$

The function (1) is used for protons, while others are used for alpha particles. In the function, the R' is residual range. Figures 5 and 6 represent V function for CR-39 and LR 115 detectors. The curves have the shape similar to Bragg curve and their maxima are close to the stopping point.

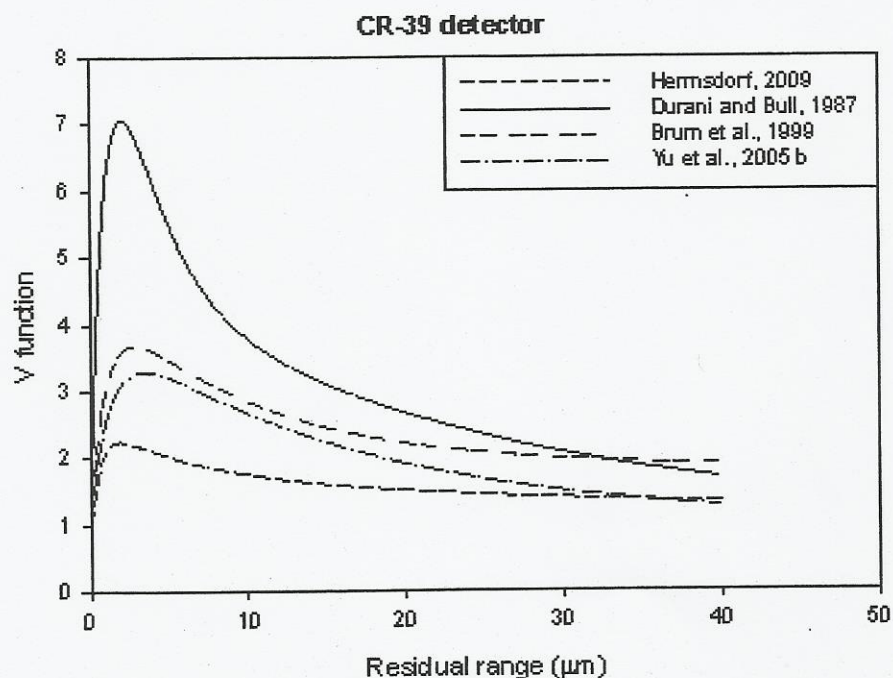


Figure 5. V functions for protons and alpha particle in CR-39 detector.

A user selected the V function on the input by entering an integer between 1 to 4, for CR-39 and 5 or 6 for LR115 detector. All of these functions are coded in function subroutine V.F90 with a dummy parameter which simulates residual range.

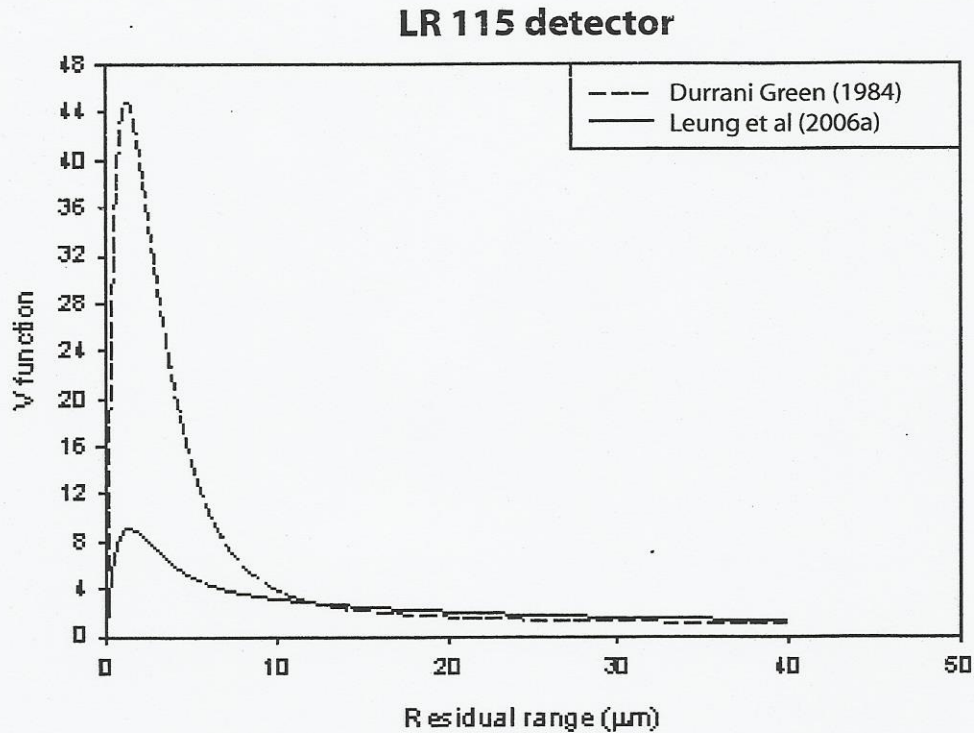


Figure 6. V function for alpha particles in LR115 detector.

3.2. Subroutine TRACKFDMBACK.F90

After the user has defined input parameters, the program TRACK_WALL.F90 starts execution and invokes subroutine TRACKFDMBACK.F90 which calculates all track parameters. All input parameters are transferred from the main program in this subroutine. The first task of subroutine is to calculate the range in detector material of a particle with known incident energy.

3.2.1. Calculations of particle range

Several computer codes exist for the calculation of stopping power and range of charged particles in different stopping media. One of the most frequently used is the SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) code and may be downloaded from the web page <http://www.srim.org> (Ziegler 2003). Chemical formula of CR-39 detector is $C_{12}H_{18}O_7$ and density is $\rho=1/32 \text{ g cm}^{-3}$. The density of the LR115 detector is $\rho=1.4 \text{ g cm}^{-3}$ a chemical formula is $C_{12}H_{18}O_7$. The SRIM code was used to calculate the stopping power and ranges of alphas for both detectors and protons for CR-39. Based on data obtained by SRIM, the ranges of particles were fitted as a function of incident energy with the following formula:

$$R = a_0 + \sum_{i=1}^4 a_i \cdot E^i \quad (16)$$

where E is energy in MeV, and fitting constants are given in Table 1.

Table 1. Fitting constants for particles range in CR-39 and LR 115

E [MeV]	Alpha in CR-39		Proton in CR-39		Alpha in LR115	
	<1	>1	<1	>1	<1	>1
a_0	0.087	1.26	0.155	-1.09	0.088	1.24
a_1	8.96	2.39	7.945	10.89	9.84	2.74
a_2	-15.72	0.60	4.135	9.92	-17.22	0.54
a_3	18.67	0.006	15.64	-0.20	20.15	0.015
a_4	-7.76	-0.0005	-9.11	0.005	8.32	-0.0009

Particles' ranges are shown in Figures 7 and 8. The range of the proton in CR-39 is significantly larger than that for the alpha particle, due to the larger charge to mass ratio.

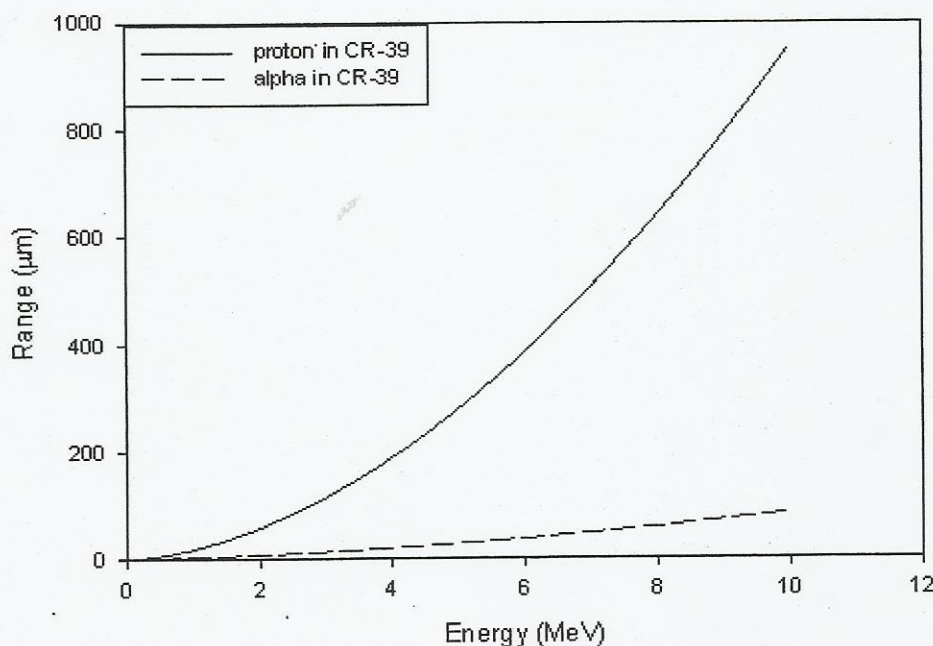


Figure 7. The range of the particles in CR-39 detector as a function of energy.

The next step is determining whether the particle will stop within the detector or exit from it. The decision is made based on particle range, incident angle and XSTART. If the particle was stopped in the detector, it is necessary to determine L_{start} , which has a lower integration limit in Eq. 9. L_{start} represents the distance between stopped point and detector along the x axis. Its determination is described in the following section.

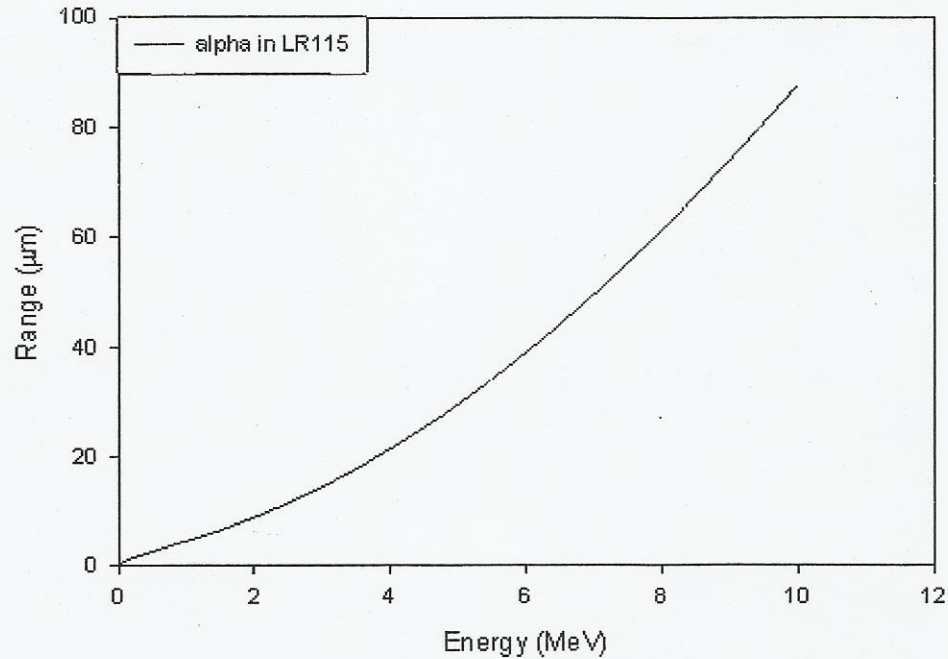


Figure 8 The range of the alpha particle in LR 115 detector as a function of energy.

3.2.2. Determination of L_{start}

If the particle was stopped in the detector, $L_{start}=0$ (Fig. 4A). To reach the track in this case, it is necessary to etch the detector and remove the layer of thickness d . After that, the development of track may be started. The total removed layer during the all etching procedure is equal to $Removed_layer = d + h$, where h is the thickness of the layer removed after the point where the particle was stopped. For the calculation of the track wall, coordinates for the parameter h are needed and can be determined as

$$h = Removed_layer - (X_{start} - R \cdot \sin(\theta)) \quad (17)$$

If particle was stopped out of detector, then from Figure 4B, L_{start} is calculated as

$$L_{start} = R - \frac{X_{start}}{\sin(\theta)} \quad (18)$$

In this case, $d=0$ and the removed layer, h , is equal to the total removed layer.

3.2.3. Determination whether a latent track becomes visible or not

To make visible some latent track, two conditions must be satisfied.

The first condition is that the etching solution must attain the latent track for the particle which was stopped within the detector. In mathematical form, this condition is read as $Removed_layer > d$ (see Fig. 4A).

The second condition was already mention above i.e. $Vt(x) \cdot \sin(\theta) > Vb$.

The following part of the program examines whether the track will become visible or not. A loop examines condition $V(x)\sin\theta > 1$ along the particle trajectory. If this condition is not satisfied in any point along latent track, it will not become visible, program terminates and print the message, "track will not be created".

3.2.4. Examination whether the track is over-etched

The track is over-etched if the etching solution passed along all of the particle path and etched further after point P (Figure 2) for direct or point A (Figure 3) for reverse etching. The relation

$$t_D = \int_{L_{start}}^R \frac{1}{V_t(x)} dx \quad (19)$$

is used to determine whether the track was over-etched or not. t_D is time needed for the etching solution to attain the point A (direct etching) or up to the starting point of the particle (reverse etching). If the etching time is larger than t_D , the track is over-etched, otherwise it is not over-etched. Subroutine VINTEGRAL.F90 given below, calculates t_D .

3.2.5. Calculation of track profile

Here, coordinates of the points in the track wall are calculated. They create the track profile in two dimensions. As it was written above, the three dimensional image can be formed by the rotation of these points around the particle trajectory. The starting point in this calculation is the ending point where the etching solution is attained, for not over-etched tracks (L,0), or point (R,0) for over-etched tracks. Then the iteration is used to calculate Eq. 8, which gives the coordinates of other points in the track wall. Subroutine TRACK_WALL.F90, which uses Newton iteration method, was utilized for this purposes.

From Eqs.(8) and (10) follows:

$$F(z_0) = (z_0 - B) \sqrt{V^2 \left(x + B \frac{B - z_0}{\Delta x} \right) - 1} - \Delta x \quad (20)$$

The first derivation of the function F has form

$$F'(z_0) = \sqrt{V^2 \left(x + B \frac{B - z_0}{\Delta x} \right) - 1} + (z_0 - B) \frac{2V \left(x + B \frac{B - z_0}{\Delta x} \right) \cdot V' \left(x + B \frac{B - z_0}{\Delta x} \right) \left(-\frac{B}{\Delta x} \right)}{2 \sqrt{V^2 \left(x + B \frac{B - z_0}{\Delta x} \right) - 1}} \quad (21)$$

According to Eq.(14), the root of the Eq.(8) can be found as

$$z_{n+1} = z_n - \frac{(z_n - B)\Delta x \left(V^2 \left(x + B \frac{B - z_n}{\Delta x} \right) - 1 \right) - \Delta x^2 \sqrt{V^2 \left(x + B \frac{B - z_n}{\Delta x} \right) - 1}}{\Delta x \cdot \left(V^2 \left(x + B \frac{B - z_n}{\Delta x} \right) - 1 \right) - (z_n - B)B \cdot V \left(x + B \frac{B - z_n}{\Delta x} \right) \cdot V' \left(x + B \frac{B - z_n}{\Delta x} \right)} \quad (22)$$

where B is the ordinate of the point (x,B) and z_{n+1} is the approximate value of the point (x-Δx, z_{n+1})

Subroutine CALCULATION_TRACK_WALL.F90 calculates z for a given x and B.

When condition $\frac{|sol - z|}{z} \leq factor$ is satisfied, then z is the solution of the equation.

4. RESULTS

The outputs of the program are: the lengths of the major and minor axes of the track opening, the track length as well as the track depth. The values of these parameters are printed into the file "Results.dat" which is created in the same directory where .exe file was saved.

For example, if user selects CR-39 detector; V function signed by number 2 and for input parameters takes: removed layer=6 μm; α=30°; Xstart=10 μm and Energy = 4000 keV, the following output will be printed in file

MAJOR AXIS	9.40
MINOR AXIS	8.48
TRACK LENGTH	6.96
TRACK DEPTH	6.03

All units are in micrometers.

Some more results are given in Figures 9-12. Figures 9-10 present major and minor axes of the tracks as a function of the removed layer and the energy of the particle as parameter. Figures 9 and 10 were produced for the CR-39 detector by using V function, number 2, assuming that the starting point Xstart = 10 μm. It has been taken that the particles were emitted with angle α= 150°.

Similarly, Figures 11-12 present major and minor axes of the tracks in the LR115 detector as a function of the removed layer and energy of the particle as parameter. The V function, number 6, was used for calculation. The starting point is Xstart=12 μm which corresponds to the case when the particle emitted from the opposite side of the strippable LR115 detector. It was assumed that the particle was emitted also with angle α= 150°.

It can be seen that major and minor axes of the track opening are linear functions of the removed layer and strongly depend on the particle energy.

The software TRACK_WALL.F90, for the calculation of track parameters can be downloaded from the web page <http://www.pmf.kg.ac.rs/radijacionafizika/Products.html>.

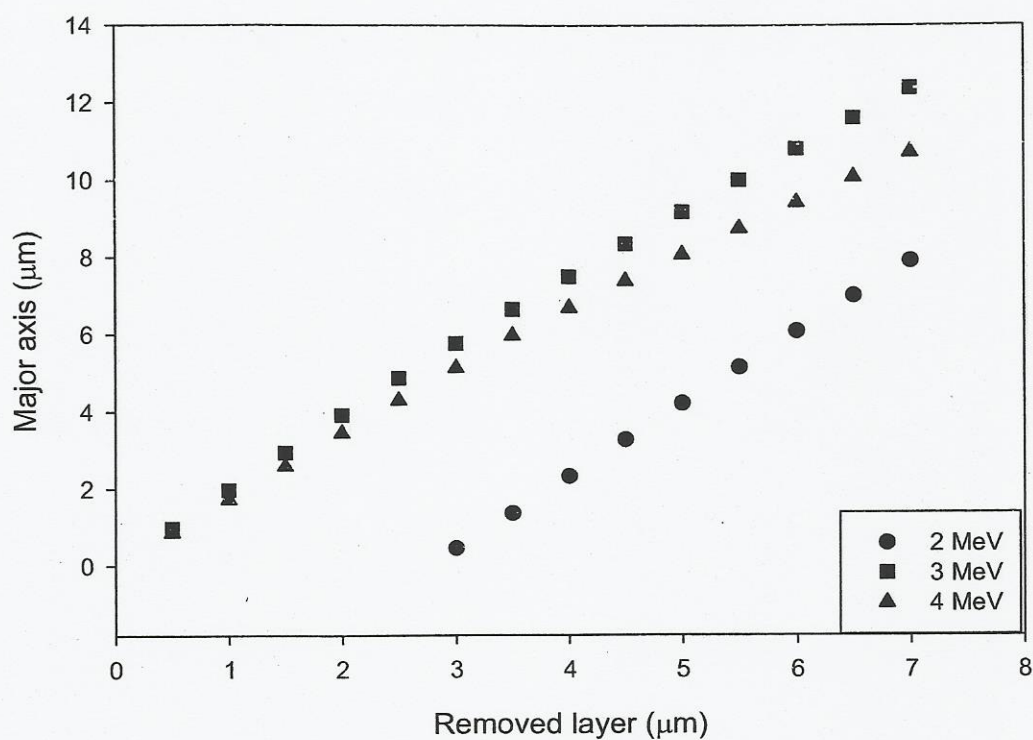


Figure 9. Major axis of the track in CR-39 detector as a function on the removed layer and the particle energy as a parameter. Angle $\alpha = 150^\circ$ (or $\theta = 60^\circ$). $X_{\text{start}} = 10 \mu\text{m}$.

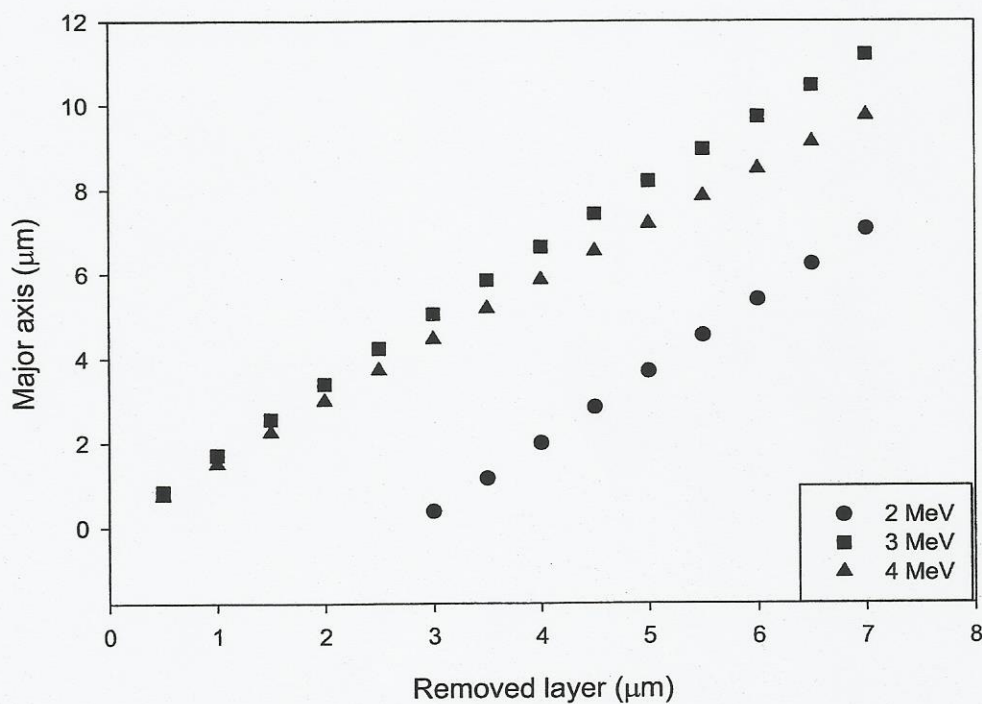


Figure 10. Minor axis of the track opening in CR-39 detector as a function on the removed layer and the particle energy as a parameter. Angle $\alpha = 150^\circ$ (or $\theta = 60^\circ$). $X_{\text{start}} = 10 \mu\text{m}$.

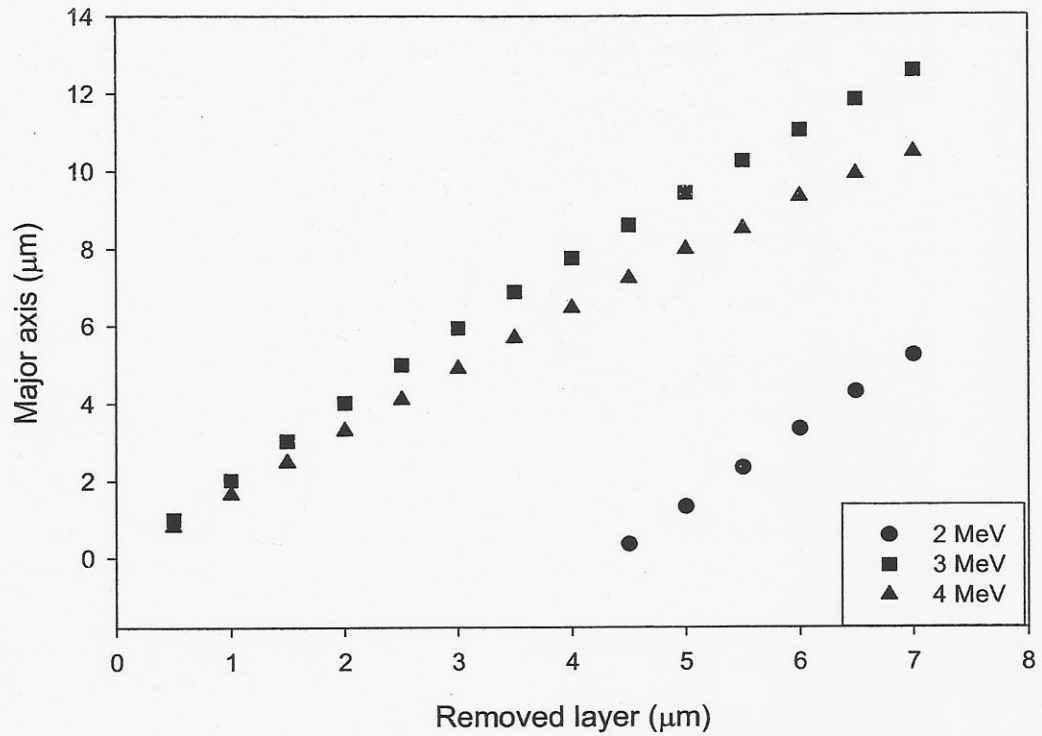


Figure 11. Major axis of the track opening in the LR 115 detector as a function on the removed layer and the particle energy as a parameter. Angle $\alpha = 150^\circ$ (or $\theta = 60^\circ$). $X_{\text{start}} = 12 \mu\text{m}$.

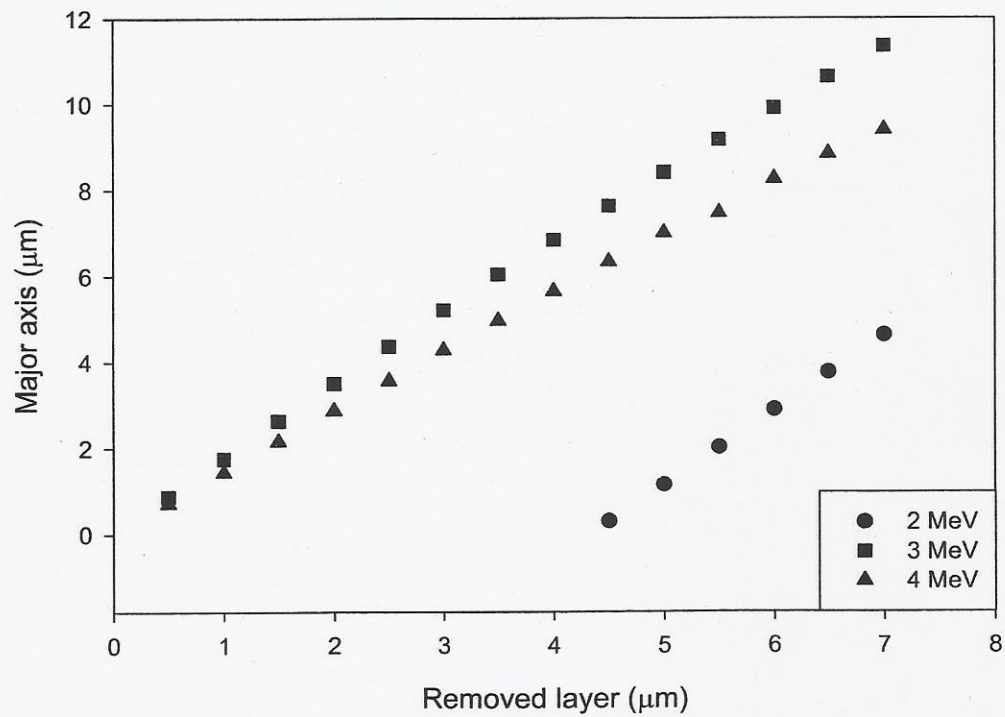


Figure 12. Minor axis of the track in the LR 115 detector as a function on the removed layer and the particle energy as a parameter. Angle $\alpha = 150^\circ$ (or $\theta = 60^\circ$). $X_{\text{start}} = 12 \mu\text{m}$.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to thank the Serbian Ministry of Science and Technological Development who supported this work through the project No 171021.

REFERENCES

- Brun, C., Fromm, M., Jouffroy, M., Meyer, P., Groetz, J.E., Abel, F., Chambaudet, A., Dorschel, B., Hermsdorf, D., Bretschneider, R., Kadner, K., Kuhne, H. (1999). Intercomparative study of the detection characteristics of the CR-39 SSNTD for light ions: Present status of the Besancon-Dresden approaches. *Radiat. Meas.*, 31, 89-98.
- Cartwright, B.G.; Shirk, E.K.; Price, P.B. (1978). Nuclear-track-recording polymer of unique sensitivity and resolution. *Nuclear Instruments & Methods*. 153, 457-460.
- Chan, K.F.; Tse, A.K.W.; Fong, W.F.; Yu, K.N. (2006). Feasibility studies of colorless LR115 SSNTD for alpha-particle radiobiological experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 247, 307-312.
- Ditlov, V. (1995). Calculated tracks in plastics and crystals. *Radiation Measurements*, 25, 89-94.
- Durrani, S.A., Green, P.F. (1984). The effect of etching conditions on the response of LR 115. *Nucl. Tracks*, 8, 21-24.
- Durrani, S.A., Bull, R.K. (1987). *Solid State Nuclear Track Detection. Principles, Methods and Applications*. Pergamon Press.
- Fews, A.P.; Henshaw, D.L. (1982). High resolution alpha particle spectroscopy using CR-39 plastic track detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 197, 517-529.
- Fleischer, R.L.; Price, P.B.; Walker, R.M. (1975). *Nuclear Tracks in Solids*. University of California Press, Berkley.
- Fromm, M.; Chambaudet, A.; Membrey, F. (1988). Data bank for alpha particle tracks in CR-39 with energies ranging from 0.5 to 5.0 MeV recorded for various incident angles. *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 15, 115-118.
- Hatzialekou, U.; Henshaw, D.L.; Fews, A.P. (1988). Automated image analysis of alpha-particle autoradiographs of human bone. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 263, 504-514.
- Henke, R. P.; Benton, E.V. (1971). On geometry of tracks in dielectric nuclear track detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 97, 483-489.
- Hermsdorf, D.; Hunger, M. (2009). Determination of track etch rates from wall profiles of particle tracks etched in direct and reversed direction in PADC CR-39 SSNTDs. *Radiation Measurements*, 44, 766-774.
- Leung, S.Y.Y., Nikezic, D., Leung, J.K.C., Yu, K.N. (2007). Derivation of V function for LR 115 SSNTD from its sensitivity to ^{220}Rn in a diffusion chamber. *Applied Radiation and Isotopes*, 65, 313-317.
- Li, W.Y.; Chan, K.F.; Tse, A.K.W.; Fong, W.F.; Yu, K.N. (2006). Studies of biocompatibility of chemically etched CR-39 SSNTDs in view of their applications in alpha particle

- radiobiological experiments. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, 248, 319–323.
- Meyer, P.; Fromm, M.; Chambaudet, A.; Laugier, J.; Makovicka, L. (1995). A computer simulation of n,p conversion and resulting proton tracks etched in CR-39 SSNTD. *Radiation Measurements* 25, 449–452.
- Milenkovic, B.; Stevanovic, N.; Krstic, D.; Nikezic, D. (2009). Numerical solving of the track wall equation in LR115 detectors etched in direct and reverse directions. *Radiation Measurements*, 44, 57–62.
- Nikezic, D. (2000). Three dimensional analytical determination of the track parameters. *Radiation Measurements*, 32, 277–282.
- Nikezic, D.; Yu, K.N. (2003). Three-dimensional analytical determination of the track parameters: over-etched tracks. *Radiation Measurements*, 37, 39–45.
- Nikezic, D.; Yu, K.N. (2006). Computer program TRACK_TEST for calculating parameters and plotting profiles for etch pits in nuclear track materials. *Computer Physics Communications*, 174, 160–165.
- Nikezic, D.; Stevanovic, N.; Kostic, D.; Savovic, S.; Tse, K.C.C.; Yu, K.N. (2008). Solving the track wall equation by the finite difference method. *Radiation Measurements*, 43, S76–S78.
- Paretzke, H. G., Benton, E.V., Henke, R.P. (1973). On particle track evolution in dielectric track detectors and charge identification through track radius measurement. *Nuclear Instruments and Methods*, 108, 73–80.
- Sadiku, M.N.O. (1992). *Numerical techniques in electromagnetic*. Boca Raton, Fla.: CRC Press, USA.
- Somogyi, G.; Szalay, A.S. (1973). Track-diameter kinetics in dielectric track detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 109, 211–232.
- Somogyi, G. (1980). Development of etched nuclear tracks. *Nuclear Instruments and Methods*, 173, 21–42.
- Yu, K.N., Ng, F.M.F., Nikezic, D. (2005). Measuring depths of sub-micron tracks in a CR-39 detector from replicas using atomic force microscopy. *Radiat. Meas.*, 40, 380–383.
- Ziegler, J.F., 2003. SRIM-2003. Available on web page <http://www.srim.org/>.

Биографија

Биљана Миленковић је рођена 22.01.1983. године у Крагујевцу, од оца Новице и мајке Вере. Основну школу Трећи крагујевачки батаљон у Крагујевцу завршила је са одличним успехом, као носилац дипломе “Вук Стефановић Караџић”. Након тога уписује се у Другу крагујевачку гимназију, општи смер, коју такође завршава као носилац дипломе “Вук Стефановић Караџић”. Природно-математички факултет у Крагујевцу, студијска група физика, уписала је школске 2002/03 године и са успехом завршила студије у децембру 2006. године, са просечном оценом 9,77. Дана 13.12.2006. године одбранила је дипломски рад, из области радијационе физике, под насловом *Симулација одговора CR-39 детектора на неутронско зрачење*, са оценом 10, чиме је стекла звање дипломирани физичар-информатичар.

Докторске академске студије на Институту за физику Природно-математичког факултета у Крагујевцу, смер Радијациона физика, уписала је школске 2006/07 године.

Од јануара 2007. године Биљана Миленковић је запослена на Природно-математичком факултету у Крагујевцу прво у звању истраживача-приправника, а од 2010. године у звању истраживача-сарадника.

Листа објављених радова кандидата

Радови из области докторске дисертације:

1. **B. Milenkovic**, N. Stevanovic, D. Krstic, D. Nikezic, *Numerical solving of the track wall equation in LR115 detectors etched in direct and reverse directions*,
Radiation Measurements Vol. 44, Issue 1, 57-62 (2009) ISSN: 1350-4487
DOI: 10.1016/j.radmeas.2008.10.014
[Импакт фактор: **1.267**; 4/30; 2008; Subject Category: Nuclear Science & Technology] [M21]
2. **Biljana Milenković**, Dragoslav Nikezić, Nenad Stevanović, *A simulation of neutron interaction from Am-Be source with the CR-39 detector*,
Radiation Measurements, Vol. 45, Issue 10, 1338-1341 (2010) ISSN: 1350-4487
DOI: 10.1016/j.radmeas.2010.06.049
[Импакт фактор: **1.267**; 4/30; 2008; Subject Category: Nuclear Science & Technology] [M21]
3. **B. Milenkovic**, N. Stevanovic, D. Nikezic, M. Ivanovic, *Computer program Neutron_CR-39 for simulation of neutrons from an Am-Be source and calculation of proton track profiles*,
Computer Physics Communications, Vol. 182, Issue 7, 1536-1542 (2011) ISSN: 0010-4655
DOI: 10.1016/j.cpc.2011.03.024
[Импакт фактор: **3.268**; 2/55; 2011; Subject Category: Physics, Mathematical] [M21]

Поглавље монографије познатог светског издавача из области докторске дисертације:

4. N. Stevanovic, **B. Milenkovic**, D. Nikezic, *Software for Determination of Track Parameters in Nuclear Track Detectors Etched in Reverse Direction*,
Horizons in Computer Science Research, Vol. 3, Ch. 5, 89-108 ISBN: 978-1-61122-807-6
Nova Science Publishers, New York, 2011 [M14] ISSN: 2159-2012

Остали радови из Радијационе физике:

5. Goran Dugalic, Dragana Krstic, Miodrag Jelic, Dragoslav Nikezic, **Biljana Milenkovic**, Mira Pucarevic, Tijana Zeremski-Skoric, *Heavy metals, organics and radioactivity in soil of western Serbia*,
Journal of Hazardous Materials Vol. 177, Issues 1-3, 697-702 (2010) ISSN: 0304-3894
DOI: 10.1016/j.jhazmat.2009.12.087
[Импакт фактор: **4.144**; 11/181; 2009; Subject Category: Environmental Sciences] [M21]

6. Ljiljana Gulan, **Biljana Milenkovic**, Jelena Stajic, Biljana Vuckovic, Dragana Krstic, Tijana Zeremski, Jordana Ninkov, *Correlation between radioactivity levels and heavy metal content in the soils of North Kosovska Mitrovica environment*,

Environmental Science: Processes & Impacts (Formerly the Journal of Environmental Monitoring), Vol. 15, 1735-1742 (2013)

DOI:10.1039/c3em00208j

ISSN: 1464-0325

[Импакт фактор: **2.085**; 84/209; 2012; Subject Category: Environmental Sciences] [M22]

Поглавље монографије познатог светског издавача:

7. D. Nikezic, V.M. Markovic, N. Stevanovic, V. Urosevic, **B. Milenkovic** and J. Stajic, *Radon diffusion through the medium*,

Handbook of Radon: Properties, Applications and Health, Ch. 12, 311-333

ISBN: 978-1-62100-177-5

Nova Science Publishers, New York, 2012 [M14]

Саопштење на међународној научној конференцији:

8. **B. Milenković**, N. Stevanović, D. Nikezić, J. Stajić, V. Marković, D. Krstić, *Analysis of proton tracks etched in reverse direction in PADC detector used for neutron irradiation*,

The First International Conference on Radiation and Dosimetry in Various Fields of Research, Serbia, 93-96, (2012) [M33]

ISBN: 978-86-6125-063-7

Радови на домаћим конференцијама

1. **B. Milenković**, N. Stevanović, D. Krstić, D. Nikezić, *Numeričko rešavanje jednačine zida traga u LR115 detektoru nagrizanom u direktnom i suprotnom smeru*,

Zbornik radova 52. konferencije za ETRAN, Palić, (2008) [M63]

ISBN: 978-86-80509-63-1

2. D. Krstić, D. Nikezić, **B. Milenković**, *Računanje konverzionih ORNL fantoma za efektivnu dozu po kermi od prirodnih radionuklida u građevinskim materijalima*,

Zbornik radova 52. konferencije za ETRAN, Palić, (2008) [M63]

ISBN: 978-86-80509-63-1

3. **B. Milenković**, D. Nikezić, N. Stevanović, *Simulacija odgovora CR-39 detektora na ozračivanje neutronima iz Am-Be izvora*,

Zbornik radova, XXV Simpozijum DZZSCG, Kopaonik, (2009) [M63]

ISBN: 978-86-7306-112-2

4. **Biljana Milenković**, Nenad Stevanović, Vladimir Marković, Dragoslav Nikezić, *Efikasnost detekcije protona nastalih u CR-39 detektoru ozračenom neutronima iz Am-Be izvora*,

Zbornik radova 54. konferencije za ETRAN, Donji Milanovac, (2010) [M63]

ISBN: 978-86-80509-65-5

5. Vladimir Marković, Nenad Stevanović, **Biljana Milenković**, Dragoslav Nikezić, *Ukupni brojni i uglovni albedo fotona za vodu, beton i gvožđe u zavisnosti od debljine materijala*,
Zbornik radova 54. konferencije za ETRAN, Donji Milanovac, (2010) [M63] ISBN: 978-86-80509-65-5
6. **Biljana Milenković**, Dragoslav Nikezić, Nenad Stevanović, *Primena detektora CR-39 u detekciji i dozimetriji neutrona*,
Zbornik radova, XXVI Simpozijum DZZSCG, Tara, (2011) [M63] ISBN: 978-86-7306-105-4
7. Nenad Stevanović, Vladimir Marković, Dragoslav Nikezić, **Biljana Milenković**, Jelena Stajić, *Korekcija ljske za zaustavnu moć za niskoenergetske jone*,
Zbornik radova, XXVI Simpozijum DZZSCG, Tara, (2011) [M63] ISBN: 978-86-7306-105-4
8. D. Krstić, D. Nikezić, **B. Milenković**, *Primena terapije zahvata neutrona na boru (BNCT) u tumorima pluća*,
Zbornik radova, XII kongres fizičara Srbije, Vrnjačka Banja, (2013) ISBN: 978-86-86169-08-2

1. Примена детектора CR-39 у
детекцији и дозиметрији неутрона

УДК 539.1.074.88

2. Миленковић Б.

Неутрон, Монте Карло симулација,
хемијско нагризање, траг протона,
конверзиони коефицијент

3. Универзитет у Крагујевцу
Природно-математички факултет,
Крагујевац, Србија

APPLICATION OF CR-39 DETECTOR IN NEUTRON DETECTION AND DOSIMETRY

SUMMARY

A comparison of experimental and calculated responses of a CR-39 detector to neutron spectra from an Am-Be source is presented in this paper. A computer program called Neutron_CR-39.F90 for neutron simulation through a CR-39 detector and its detection was described and developed. The secondary particles are created in different directions and their latent tracks are oriented randomly within the detector. Some tracks will be etched from the point where the particle was created in the direction of the particle motion – this is direct etching. Other tracks will be etched from the point where the particle was stopped or from where it exited from the detector, in an opposite direction to the particle movement – this is the etching in a reverse direction. In this paper a calculation of the track walls etched in the same and opposite directions is described by using Newton's method. The program Neutron_CR-39.F90 contains subroutine Neutron.f90 for neutron simulation and subroutines Trackfdmsame.f90 and Trackfdmback.f90 for the calculation of created track profiles after detector etching in the same and reverse direction, respectively.

Developed program has been used to calculate the neutron dose equivalent rate for the CR-39 detector as well as the track density. Conversion coefficient (sensitivity) between track density in track/cm² and neutron dose equivalent in mSv, was calculated by using above mentioned program. It has been found that sensitivity increases linearly with removed layer in the investigated range between 6 μm and 24 μm. The neutron equivalent dose rate was measured by an active device, and compared with the calculated one. Good agreement was found between these two independent techniques for equivalent dose determination. The mean neutron fluence to dose equivalent conversion factor, h_{ϕ} , was determined also, and it is in good agreement with previously published results (Burger and Schwaster, 1988; ISO/DIS 8529, 2000). Experimental and theoretical results, and their agreement, suggest the potentiality of a CR-39 detector for fast neutron dosimetry.

Dissertation supervisor: Dr. D. Nikezić

Commission for the dissertation acceptance:

Prof. dr. D. Nikezić, Prof. dr. Olivera Ciraj Bjelac, Doc. dr. Dragana Krstić

Title	Application of CR-39 detector in neutron detection and dosimetry
Author	Milenković Biljana
Key words	Neutron, CR-39, Monte Carlo simulation, chemical etching, proton track, conversion coefficient
Pages	159
Figures	57
Tables	12
References	128

Kragujevac 2013