

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ  
ЕЛЕКТРОТЕХНИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Никола Љ. Кржановић

**ИСПИТИВАЊЕ АКТИВНИХ ЕЛЕКТРОНСКИХ ДОЗИМЕТАРА  
У ЦИЉУ ХАРМОНИЗАЦИЈЕ МЕРЕЊА  
ОПЕРАТИВНИХ ДОЗИМЕТРИЈСКИХ ВЕЛИЧИНА  
У ОБЛАСТИ ЗАШТИТЕ ОД ЗРАЧЕЊА**

докторска дисертација

Београд, 2019

UNIVERSITY OF BELGRADE  
SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Nikola Lj. Kržanović

**PERFORMANCE TESTING OF ACTIVE ELECTRONIC DOSIMETERS  
FOR THE PURPOSE OF HARMONIZATION  
OF OPERATIONAL DOSIMETRIC QUANTITIES MEASUREMENTS  
IN THE FIELD OF RADIATION PROTECTION**

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2019

**Ментор:**

др Ковиљка Станковић, доцент,  
Универзитет у Београду - Електротехнички факултет

**Чланови комисије:**

др Оливера Цирај-Бјелац, редовни професор,  
Универзитет у Београду - Електротехнички факултет

др Милош Живановић, научни сарадник,  
Институт за нуклеарне науке "Винча"

др Милош Вујисић, доцент,  
Универзитет у Београду - Електротехнички факултет

др Иван Виденовић, ванредни професор,  
Универзитет у Београду - Физички факултет

Датум одбране: \_\_\_\_\_

# ИЗЈАВЕ ЗАХВАЛНОСТИ

---

Желим најпре да се најискреније захвалим свом ментору, др Ковиљки Станковић на несебичној помоћи, усмеравањима и драгоценим саветима током мастер и докторских студија као и при изради докторске дисертације.

Посебно се захваљујем колегама из Лабораторије за заштиту од зрачења и заштиту животне средине Института за нуклеарне науке „Винча“ др Милошу Живановићу и проф. др Оливери Цирај-Бјелац на неизмерној помоћи у стручном, експерименталном и научно-истраживачком раду за време израде дисертације, као и изузетној стручној помоћи приликом писања научних радова из области метрологије јонизујућег зрачења, односно испитивања активних електронских дозиметара за лични и амбијентални мониторинг. Захваљујем се др Србољубу Станковићу на корисним научно-стручним саветима и сугестијама. Захваљујем се колеги Милошу Ђалетићу на указаној помоћи при експериментално-стручном раду током развоја и испитивања амбијенталног активног електронског дозиметра заснованог на гасном детектору зрачења у Гајгер-Милеровом радном режиму. Такође, захвалан сам колегама Драгани Дивнић и Милошу Јовановићу на пруженој техничкој помоћи током експерименталног рада.

Захвалио бих се и колегама из група за дозиметрију ниских јачина дозе и дозиметрију фотона Националног метролошког института Немачке, др Анети Ретгер, др Штефану Нојмајеру и др Оливеру Хупеу, захваљујући чијој помоћи сам успешно извршио карактеризацију CdZnTe спектрометра ради његове примене у спектродозиметријске сврхе при мониторингу животне средине.

Захваљујем се својим родитељима, мајци Љиљани и оцу Љубиши, као и сестри Јовани и баки Смиљки на неизмерној љубави и подршци током свих година школовања, студија и рада на докторату. Веома сам захвалан свим својим пријатељима који су ми огромна подршка током свих година студија.

# ИСПИТИВАЊЕ АКТИВНИХ ЕЛЕКТРОНСКИХ ДОЗИМЕТАРА У ЦИЉУ ХАРМОНИЗАЦИЈЕ МЕРЕЊА ОПЕРАТИВНИХ ДОЗИМЕТРИЈСКИХ ВЕЛИЧИНА У ОБЛАСТИ ЗАШТИТЕ ОД ЗРАЧЕЊА

## Сажетак:

Оперативне дозиметријске величине представљају директно мерљиве физичке величине које се на основу калибрације дозиметара користе за процену физичких величина у области заштите од зрачења, еквивалентне и ефективне дозе. Активни електронски дозиметри за индивидуални и амбијентални мониторинг јонизујућег зрачења се у све већој мери користе поред конвенционалних пасивних дозиметријских система. Стога је од значаја спровести адекватна испитивања типа дозиметара у пољима фотонског јонизујућег зрачења различитих енергија и упадних углова. Испитивање под наведеним условима пружају адекватну процену дозиметријских карактеристика дозиметара у реалним пољима зрачења која су полиенергетска и мултидирекциона. Испитивање тачности, линеарности, енергетске и угаоне зависности одзива дозиметара је извршено на десет модела активних електронских личних дозиметара различитих механизма детекције јонизујућег зрачења (гасних, полупроводничких и сцинтилационих детектора, различитих произвођача), као и амбијенталног дозиметра који садржи гасни детектор под високим радним напоном. Испитивање је извршено за некомпензовану цилиндричну Гајгер-Милерову цев, као и за варијанте енергетске компензације инхерентних својстава бројачког детектора, при чему је целокупна активна запремина прекривена компензационим материјалом различите дебљине, или је у компензациони материјал уведен ваздушни процеп варијабилне ширине. Вредности апсолутног и релативног одзива дозиметара су упоређене са међународним стандардима за испитивање активних електронских дозиметара за лични мониторинг и за амбијентални мониторинг. Коришћен је широк опсег утицајних величина енергије фотона (од 33 keV до 1,33 MeV), угла инциденције фотона (од 0° до 80° за личне дозиметре позициониране на водени блок-фантом који верно представља људски торзо, и од 0° до 90° уз вредности од -45° и 180° ради испитивања изотропног одзива амбијенталних дозиметара). Испитивањем активних електронских дозиметара је утврђено да велики број дозиметара за индивидуални мониторинг има вредности дозиметријских карактеристика у складу са међународним стандардом у области личне дозиметрије, док је за амбијентални дозиметар на бази Гајгер-Милерове цеви одређена оптимална енергетска компензација која резултира задовољавајућим вредностима дозиметријских карактеристика при широком опсегу вредности утицајних величина. У сврху амбијенталног мониторинга животне средине је извршена карактеризација кдамијум-цинк телуридног спектрометра тако да се може користити као спектро-дозиметар, односно за одређивање јачине амбијенталног дозног еквивалента конверзијом из снимљених спектра висине импулса.

**Кључне речи:** Амбијентални дозни еквивалент, Апсолутни одзив, Гајгер-Милерова цев, Дозиметрија, Енергетска компензација, Заштита од зрачења, Јонизујуће зрачење, Лични дозни еквивалент, Метрологија, Релативни одзив.

**Научна област:** Електротехника

**Ужа научна област:** Нуклеарна техника

PERFORMANCE TESTING OF ACTIVE ELECTRONIC DOSIMETERS FOR THE  
PURPOSE OF HARMONIZATION OF OPERATIONAL DOSIMETRIC QUANTITIES  
MEASUREMENTS IN THE FIELD OF RADIATION PROTECTION

**Abstract:**

Operational dosimetric quantities represent directly measurable physical quantities that can be used for conservative estimation of radiation protection quantities, equivalent and effective dose. Active electronic dosimeters for individual and ambient monitoring of ionising radiation are being increasingly used alongside conventionally used passive dosimetric systems. It is crucial to execute appropriate type testing methods of dosimeters in various photon radiation fields of various energies and angles of incidence. Testing under mentioned conditions is a legitimate estimation of dosimetric properties in realistic ionising radiation fields, which are by nature polyenergetic and multidirectional. Testing of dosimeter accuracy, linearity, energy and angular dependence of the response has been performed on ten different personal dosimeter models (of different manufacturers and different detection mechanisms, employing gaseous, semiconductor and scintillation detectors), and on an ambient monitoring radiation dosimeter which contains a gas detector under high applied voltage. The testing has been executed for uncompensated cylindrical Geiger-Müller tube, and for different energy compensation solutions, employing complete covering of active volume of the tube with the compensation material of various thicknesses, and by introducing an air-gap of varying width in the compensation material. The values of absolute and relative response have been evaluated by comparing with the acceptability criteria set by international standards for active electronic dosimeter testing, both for dosimeters used in individual monitoring and ambient monitoring. A wide range of influence quantities' values has been used, including photon energy (from 33 keV up to 1,33 MeV), angle of incidence of primary photon beam (from 0° to 80° for personal dosimeters which were positioned on a reference water slab phantom which approximates human torso, and from 0° up to 90° with additional values of -45° and 180° used to test response symmetry for ambient dosimeters). The conclusion derived from the testing of active electronic dosimeters is that a large number of tested personal dosimeters performs satisfactorily in accordance with personal dosimetry international standard for type testing, while for the Geiger-Müller tube based ambient dosimeter optimal energy compensation has been detected, resulting in satisfying results of tested dosimetric properties in a wide range of influence quantities' values. For the purpose of environmental monitoring characterization of a cadmium-zinc telluride spectrometer for its use as a spectro-dosimeter has been performed, in order to determine the ambient dose equivalent rate from the recorded pulse-height spectra.

**Key words:** Ambient dose equivalent, Absolute response, Geiger-Müller tube, Dosimetry, Energy compensation, Radiation protection, Ionising radiation, Personal dose equivalent, Metrology, Relative response

**Scientific field:** Electrical Engineering

**Scientific subfield:** Nuclear Engineering

# САДРЖАЈ

---

Изјаве захвалности.....	II
Садржај.....	V
Списак слика.....	IX
Списак табела.....	XIV
1. Увод.....	1
1.1. Циљ истраживања и полазна хипотеза.....	2
1.2. Резултати и допринос истраживања.....	2
1.3. Структура докторске дисертације.....	4
2. Извори јонизујућег зрачења.....	6
2.1. Природна радиоактивност.....	6
2.1.1. Алфа нуклеарна трансформација радионуклида.....	6
2.1.2. Изобарна нуклеарна трансформација радионуклида.....	6
2.1.3. Изомерна нуклеарна трансформација радионуклида.....	7
2.2. Природни извори зрачења.....	7
2.3. Позадинско зрачење.....	8
2.4. Вештачки извори зрачења.....	8
3. Принцип рада X-цеви.....	10
3.1. Електроде X-цеви.....	10
3.2. Напон и струја X-цеви.....	11
3.3. Емисиони спектар X-цеви.....	13
3.3.1. Закочно X-зрачење.....	13
3.3.2. Карактеристично X-зрачење.....	14
3.3.3. Квалитети X-зрачења у области заштите од зрачења.....	14
4. Интеракције јонизујућег зрачења са материјом.....	18
4.1. Јонизација и екситација.....	18
4.2. Директно и индиректно јонизујуће зрачење.....	18
4.3. Интеракције директно јонизујућег зрачења.....	18
4.3.1. Зауствна моћ.....	19
4.4. Интеракције индиректно јонизујућег зрачења.....	20
4.4.1. Фотоелектрични ефекат.....	21
4.4.2. Рејлијево кохерентно расејање.....	23
4.4.3. Комптоново некохерентно расејање.....	23
4.4.4. Производња пара електрон-позитрон и производња триплета.....	25

4.4.5. Атенуација снопа индиректног јонизујућег зрачења .....	25
5. Физичке величине у дозиметрији и заштити од зрачења .....	29
5.1. Радиометријске величине .....	29
4.2. Микродозиметријске величине .....	30
5.3. Дозиметријске величине .....	31
5.3.1. Апсорбована доза .....	31
5.3.2. Експозициона доза .....	31
5.3.3. Керма .....	32
5.3.4. Равнотежа наелектрисаних честица .....	33
5.4. Дозиметријске величине у области заштите од зрачења .....	34
5.4.1. Еквивалентна доза .....	35
5.4.2. Ефективна доза .....	35
5.4.3. Границе излагања јонизујућем зрачењу .....	36
5.5. Оперативне дозиметријске величине .....	36
5.5.1. Амбијентални дозни еквивалент .....	36
5.5.2. Лични дозни еквивалент .....	38
5.5.3. Конверзиони коефицијенти из керме у ваздуху у оперативне дозиметријске величине .....	38
6. Детектори јонизујућег зрачења .....	40
6.1. Гасни детектори јонизујућег зрачења .....	40
6.1.1. Процеси преноса наелектрисуња у гасу .....	41
6.1.2. Напонске области гасних детектора .....	42
6.1.3. Јонизационе коморе .....	43
6.1.4. Гајгер-Милерови бројачи .....	46
6.1.5. Гајгерово пражњење у гасу .....	47
6.1.6. Мртво време Гајгер-Милерових бројача .....	48
6.1.7. Дозиметри са Гајгер-Милеровим цевима .....	50
6.2. Полупроводнички детектори јонизујућег зрачења .....	51
6.2.1. Структура и особине силицијумских полупроводника .....	51
6.2.2. Полупроводнички р-п спој .....	54
6.2.3. Конфигурације полупроводничких детектора .....	57
6.2.4. Дозиметри са силицијумским диодама .....	59
6.2.5. Кадмијум телуридни детектори .....	59
7. Метрологија дозе фотонског јонизујућег зрачења .....	61
7.1. Еталонирање и метролошка следљивост .....	61



7.1.1. Утицајне величине .....	63
7.1.2. Одређивање калибрационог коефицијента.....	65
7.2. Међународни стандарди за испитивање активних електронских дозиметара.....	69
7.2.1. Активни електронски дозиметри за индивидуални мониторинг .....	69
7.2.2. Активни електронски дозиметри за амбијентални мониторинг.....	70
7.3. Мерна несигурност .....	72
7.3.1. Случајна променљива .....	72
7.3.2. Мерне несигурности типа А и типа Б .....	73
7.3.3. Проширена мерна несигурност и фактор проширења.....	76
7.3.3. Буџет мерне несигурности за мерење оперативних дозиметријских величина..	78
8. Испитивање електронских личних дозиметара у пољима X- и гама зрачења .....	81
8.1. Увод.....	81
8.2. Материјали и методе.....	82
8.2.1. Испитивање енергетске и угаоне зависности одзива електронских личних дозиметара .....	84
8.2.2. Испитивање тачности и линеарности одзива електронских личних дозиметара	85
8.3. Резултати.....	86
8.3.1. Испитивање линеарности одзива електронских личних дозиметара.....	86
8.3.2. Испитивање тачности показивања електронских личних дозиметара .....	87
8.3.3. Испитивање енергетске зависности одзива електронских личних дозиметара..	87
8.3.4. Испитивање угаоне зависности одзива електронских личних дозиметара .....	88
8.4. Дискусија .....	92
8.5. Закључак .....	93
9. Развој и испитивање електронског амбијенталног дозиметра на бази енергетски компензоване Гајгер-Милерове цеви.....	94
9.1. Увод.....	94
9.2. Материјали и методе.....	95
9.2.1. Структура дозиметра .....	95
9.2.2. Енергетска компензација.....	96
9.2.3. Референтна вредност, енергетска и угаона зависност, линеарност одзива .....	97
9.3. Резултати и дискусија .....	98
9.3.1. Енергетска компензација и испитивање енергетске зависности одзива RPI на бази Г-М цеви у индустријском опсегу .....	98
9.3.2. Испитивање енергетске зависности одзива RPI на бази компензоване Г-М цеви у медицинском опсегу .....	101
9.3.3. Испитивање угаоне зависности одзива RPI на бази компензоване Г-М цеви ..	102

9.3.4. Испитивање линеарности одзива RPI .....	104
9.4. Закључак .....	105
10. Амбијентални мониторинг животне средине спектро-дозиметром.....	107
10.1. Мерење јачине амбијенталног дозног еквивалента без деконволуције спектра висине импулса .....	107
10.2. Одређивање конверзионих коефицијената из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента.....	108
10.2.1. Дискретне вредности конверзионих коефицијената .....	109
10.2.2. Конверзиона функција .....	110
10.3. Закључак .....	112
11. Закључак .....	113
Литература .....	114
Биографија аутора .....	120

# СПИСАК СЛИКА

---

**Слика 3.1.** X-цев са две фокалне тачке и са ротирајућом анодом.

**Слика 3.2.** Шешматски приказ и принцип рада X-цеви.

**Слика 3.3.** Исправљачка кола за конверзију наизменичне у једносмерну струју. На сликама лево је приказано полуталасно исправљачко коло са електричним сигналом пре одсецања, као и напон и струја након конверзије; на сликама десно је приказано полуталасно исправљачко коло са Грецовим спојем, са електричним сигнаlima пре и након конверзије.

**Слика 3.4.** Зависност струје X-цеви од радног напона X-цеви за три различите вредности струје филамента. За ниске вредности струје филамента је приметна појава напона засићења, где је струја кроз X-цев ограничена овим напоном.

**Слика 3.5.** Нормализована енергетска расподела флуенса X-фотона за радни напон X-цеви од 30 keV, за различите филтрације X-цеви, и различите енергетске резолуције спектра. Квалитет зрачења високе вредности јачине керме је најслабије филтриран инцидентни сноп X-зрачења са средњом енергијом од 19,7 keV, док је квалитет зрачења ниске вредности јачине керме најјаче филтриран, са средњом енергијом фотона од 26,7 keV.

**Слика 3.6.** Нормализоване енергетске расподеле флуенса X-фотона поља зрачења из групе уског енергетског спектра (N-групе). Услед мале вредности енергетске резолуције ови квалитети зрачења су погодни за испитивање варијација у одзиву дозиметара услед промена у енергији детектованих фотона.

**Слика 4.1.** Шематски приказ расејања инцидентног фотона на елементарној запремини материјалне средине  $dV$ , под поларним углом  $\theta$ , и азимуталним углом  $\varphi$ , при чему је  $d\Omega$  елементарни просторни угао. Фотон ће се расејати у део елементарни део простора дефинисан угловима  $\theta$  и  $\varphi$ , са вероватноћом  $(d\sigma/d\Omega) d\Omega$ .

**Слика 4.2.** Зависност микроскопског ефикасног пресека за фотоефекат од енергије инцидентног фотона, при интеракцији са атомом олова ( $Z=82$ ). Вероватноћа за фотоефекат се повећава смањењем енергије упадног фотона, уз изражене апсорпционе ивице које одговарају енергијама везе орбиталних електрона на одређеним енергетским нивоима. Апсорпција је највероватнија уколико упадни фотон има већу енергију од енергије везе електрона, при чему је разлика енергије фотона и енергије везе минимална.

**Слика 4.3.** Зависност енергије расејаних фотона од угла расејања за различите енергије инцидентних фотона. Уколико је угао расејања мали расејани фотон ће при интеракцији изгубити мали део своје почетне енергије, док при великим угловима расејања Комптоновом електрону предаје велики део своје енергије.

**Слика 4.4.** Зависност тоталног микроскопског ефикасног пресека за интеракцију и пресека за фотоефекат (PE), Комптоново расејање (Incoh), Рејлијево расејање (Coh), производњу пара електрон-позитрон (Pair) и производњу триплета (Trip) од енергије инцидентног фотона за атом угљеника.

**Слика 4.5.** Зависност тоталног микроскопског ефикасног пресека за интеракцију и пресека за фотоефекат (PE), Комптоново расејање (Incoh), Рејлијево расејање (Coh), производњу пара електрон-позитрон (Pair) и производњу триплета (Trip) од енергије инцидентног фотона за атом олова.

**Слика 4.6.** Графички приказ атенуације примарног снопа фотона приликом проласка кроз материјал дебљине  $t$ , линеарног коефицијента атенуације  $\mu$ .

**Слика 5.1.** Илустрација концепта предате енергије  $\epsilon$  елементарној запремини  $V$

**Слика 5.2.** Илустрација преноса енергије инцидентних фотона на секундарне електроне. Пренос енергије фотона на секундарни електрон унутар запремине од интереса се описује пренетом енергијом ( $E_{tr}$ ). Уколико је сваки електрон енергије  $E_{out}$  који напусти запремину, замењен електроном енергије  $E_{in}$  који улази у запремину, тада постоји електронска равнотежа. Под оваквим условима су предата и пренета енергија (апсорбована доза и сударна керма) једнаке.

**Слика 5.3.** Зависност апсорбоване дозе и керме од дубине апсорбера при интеракцији снопа фотона са материјалом. Керма има максималну вредност на површини апсорбера услед максималне неатенуиране вредности флуенса фотона. Приликом интеракција у материјалу долази до повећања апсорбоване дозе до максималне вредности за дубину  $z_{max}$ . За дубине веће од  $z_{max}$  у случају постојања равнотеже наелектрисаних честица (СРЕ) сударна керма и апсорбована доза су једнаке (слика лево), док у случају прелазне равнотеже наелектрисаних честица (ТСРЕ) керма и апсорбована доза опадају по закону експоненцијалног слабљења снопа индиректног јонизујућег зрачења (слика десно).

**Слика 5.4.** (а) Реално поље зрачења у тачки Р; (б) Проширено поље зрачења у сферној запремини око тачке Р, при чему су енергетска и дирекциона расподела флуенса униформне; (в) Проширено и усмерено поље зрачења у сферној запремини око тачке Р, при чему је флуенс унидирекциони.

**Слика 5.5.** Амбијентални дозни еквивалент  $H^*(d)$  се дефинише на дубини  $d$  унутар ткивно-еквивалентне ICRU сфере са центром у тачки Р. За јако пенетрирајуће зрачење се узима вредност дубине од 10 mm, док је за слабо пенетрирајуће 0,07 mm. Инцидентно поље зрачења је проширено и унидирекционо.

**Слика 6.1.** Шематски приказ сударних процеса у гасу: (а) сударни процес преноса наелектрисања са неутралног атома или молекула на позитиван јон; (б) сударни процес везивања електрона за електронегативни неутрални атом или молекул; (в) сударни процес рекомбинације пара електрон – јон; (г) сударни процес рекомбинације катјона и анјона; (д) термално кретање слободног електрона крај атома или молекула гаса мале електронегативности.

**Слика 6.2.** Напонске области рада гасних детектора у зависности од примењеног напона: 1) област рекомбинације; 2) област zasiћености; 3) област стварне пропорционалности; 4) област ограничене пропорционалности; 5) Гајгер-Милерова област.

**Слика 6.3.** Шематски приказ попречног пресека цилиндричне јонизационе коморе са назначеним заштитним прстеном, чија је улога подела изолаторског материјала између централне и спољашње електроде, тако да пад напона на спољном делу изолатора (струја цурења) не утиче на мерење струје јонизације.

**Слика 6.4.** Шематски приказ електричног кола електрометра. Најважније компоненте су операциони појачавач и кондензатор и отпорник високе прецизности који се налазе у грани кола негативне повратне спреге.

**Слика 6.5.** Процес Гајгеровог пражњења путем гасне мултипликације изазване убрзавањем електрона и посредством емисије ултравиолетних фотона насталих релаксацијом ексцитованих молекула гаса.

**Слика 6.6.** Зависност регистрованог броја импулса од стварног броја импулса за паралишући и непаралишући модел детектора. При ниским јачинама дозе се оба модела детектора понашају на приближно исти начин.

**Слика 6.7.** Шематски приказ мртвог времена и времена опоравка Г-М цеви.

**Слика 6.8.** Енергетски дијаграм полупроводника (а)  $n$  типа са назначеним донорским дискретним енергетским стањем; (б)  $p$  типа са назначеним акцепторским дискретним енергетским стањем. Фермијев ниво се код допираних полупроводника налази између дискретног стања допанта и одговарајуће зоне.

**Слика 6.9.** Илустрација значајних области  $p$ - $n$  споја; већински носиоци у полупроводнику  $n$  типа су електрони, док су у полупроводнику  $p$  типа шупљине; у околини места споја се формира област непокретног просторног наелектрисања (донори и акцептори); при директној поларизацији област просторног наелектрисања се смањује, док се при инверзној поларизацији увећава; стрелицама је приказан смер кретања већинских носилаца приликом поларизације, као и смер промене димензије области осиромашења.

**Слика 6.10.** Зависност линеарног коефицијента атенуације од енергије фотона за силицијум. На графику су приказани енергетски пикови који одговарају апсорпционим ивицама фотоелектричне апсорпције.

**Слика 6.11.**  $p$ - $i$ - $n$  конфигурација Si детектора; постиже се напаравањем полупроводника  $p$  типа високе чистоће, након чега се применом напона инверзне поларизације атоми Li дрифтоски крећу према  $p$  области, вршећи њену компензацију.

**Слика 6.12.** Детекција фотона помоћу CdZnTe полупроводничког детектора. Струјни сигнали настали кретањем наелектрисања у области осиромашења, генеришу сигнале различитих амплитуда на предпојачавачу, и пикове различитих позиција у мултиканалном анализатору.

**Слика 7.1.** Географска карта света са обележеним државама које припадају међународној IAEA/WHO мрежи секундарних дозиметријских лабораторија. На графику десно је приказан укупан број лабораторија које врше одређене услуге калибрације.

**Слика 7.2.** Корелација између крајњих корисника дозиметара и BIPM путем ланца метролошке следљивости, са назначеним примарним, секундарним и IAEA дозиметријским лабораторијама.

**Слика 7.3.** Еталонирање мерног уређаја у познатом пољу зрачења.

**Слика 7.4.** Еталонирање методом супституције референтног уређаја, мерним уређајем који се еталонира, позиционирањем референтних тачака оба уређаја на једнако растојање од извора, сукцесивно.

**Слика 7.5.** Еталонирање мерног уређаја методом супституције у пољу X-зрачења, где постоји изражена нестабилност вредности радиометријских и дозиметријских величина.

**Слика 7.6.** Еталонирање истовременим озрачивањем мерног уређаја и референтног уређаја. Мерни и референтни уређај се постављају симетрично око осе снопа у неколимисаном пољу зрачења, након чега им се замењују позиције ради уклањања утицаја несиметрије поља.

**Слика 7.7.** Функција густине вероватноће нормалне расподеле, придружена мерној несигурности тип А, када је могуће извршити статистичку обраду поновљених резултата мерења физичке величине.

**Слика 7.8.** Функција густине вероватноће униформне (правоугаоне) расподеле придружена случајној променљивој мерне несигурности типа Б, услед недовољне количине информација о променљивој, и немогућности статистичке обраде резултата.

**Слика 7.9.** Функција густине вероватноће троугаоне расподеле придружена случајној променљивој о којој је доступна већа количина информација у поређењу са равномерном расподелом, при чему је статистичка обрада резултата мерења немогућа.

**Слика 8.1.** Електронски лични дозиметар (EPD) типа EPD Mk2 (Thermo Scientific) постављен на стандардни ISO водени блок фантом. Ентитет фантом-дозиметар је центриран и постављен на калибрациону клупу тако да се референтна тачка дозиметра налази на растојању 2 m од извора зрачења.

**Слика 8.2.** Шематски приказ експерименталне поставке за испитивање енергетске и угаоне зависности одзива EPD у пољима X-зрачења. Инцидентни сноп фотона се генерише на позицији S (фокална тачка X-цеви), након чега сноп зрачења пролази кроз апертуру A1, затим мониторинску јонизациону комору (M), затим апертуру A2, наилазећи на ентитет фантом-дозиметар на позицији P.

**Слика 8.3.** Позиционирање PTW 32002 сферне јонизационе коморе запремине  $1 \text{ dm}^3$  на растојање између референтне тачке и фокалне тачке X-цеви од 2 m. На фотографији се могу видети генератор X-зрачења Норевелл Designs X80-225 kV-E са мониторинском јонизационом комором типа PTW 34014 и ротирајућим точком са филтрацијама неопходним за успостављање квалитета зрачења N-серије.

**Слика 8.4.** Зависност одзива EPD од јачине личног дозног еквивалента за десет различитих типова дозиметара, измерена у пољу гама зрачења радионуклида  $^{60}\text{Co}$ .

**Слика 8.5.** Енергетска зависност одзива EPD изражена у виду релативног одзива нормираног на референтну вредност апсолутног одзива при квалитету зрачења S-Cs. Три типа дозиметара испуњавају захтеве стандарда у читавом опсегу енергија фотона.

**Слика 8.6.** Угаона зависност одзива EPD за референтни квалитет зрачења, поље гама фотона радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  (S-Cs). У пољима зрачења високих енергија ефекат утицајне величине угла инциденције не доводи до одступања у релативном одзиву ван граница прописаних стандардом за цео опсег ове утицајне величине.

**Слика 8.7.** Угаона зависност одзива EPD за нискоенергетски квалитет X-зрачења N-60 (средње енергије 48 keV). Пет типова дозиметара има ниску вредност релативног одзива при углу инциденције од  $0^\circ$ ,  $r(48 \text{ keV}, 0^\circ)$ , док пет типова дозиметара испуњава захтеве стандарда до угла инциденције од  $60^\circ$ .

**Слика 8.8.** Угаона зависност одзива EPD за средњеенергетски квалитет X-зрачења N-200 (средње енергије 164 keV). Седам типова EPD испуњава захтеве стандарда у читавом опсегу углова инциденције.

**Слика 8.9.** Угаона зависност одзива EPD за средњеенергетски квалитет X-зрачења N-300 (средње енергије 250 keV). Шест типова EPD испуњава захтеве стандарда у читавом опсегу углова инциденције.

**Слика 9.1.** Цилиндрична Г-М цев обложена танким слојем олова (у сврху енергетске компензације цеви), са пратећим електронским компонентама сонде.

**Слика 9.2.** Кориснички интерфејс електронског дозиметра за амбијентални мониторинг развијен у ИНН Винча, у лабораторији за заштиту од зрачења и заштиту животне средине.

**Слика 9.3.** Шематски приказ енергетске компензације цилиндричне Г-М цеви. На слици горе се налази некомпензована Г-М цев; на слици доле је приказана Г-М цев на коју је примењен компензациони материјал дебљине  $d$  [ $\mu\text{m}$ ], са ваздушним процепом ширине  $\Delta x$  [ $\text{mm}$ ], ради повећања ефикасности детекције смањене компензацијом.

**Слика 9.4.** Енергетска зависност релативног одзива у опсегу енергија од 33 keV до 1,25 MeV за енергетски компензоване детекторе, дебљине компензационог материјала у опсегу од 90  $\mu\text{m}$  до 1200  $\mu\text{m}$ . Дебљина компензационог материјала од 400  $\mu\text{m}$  испуњава захтеве стандарда у минималном опсегу енергија, када је S-Cs референтни квалитет.

**Слика 9.5.** Енергетска зависност релативног одзива у опсегу енергија од 33 keV до 1,25 MeV за дебљину компензационог материјала од 400  $\mu\text{m}$ , при ширинама ваздушног процепа од 8,5 mm до 14,5 mm.

**Слика 9.6.** Енергетска зависност релативног одзива у опсегу енергија од 33 keV до 1,25 MeV за дебљину компензационог материјала од 600  $\mu\text{m}$ , при ширинама ваздушног процепа од 8,5 mm до 14,5 mm.

**Слика 9.7.** Зависност релативног одзива RPI на бази Г-М цеви од енергије фотона у оквиру медицинског опсега вредности утицајне величине, нормиран на вредност апсолутног одзива одређену за квалитет зрачења N-100.

**Слика 9.8.** Зависност релативног одзива RPI од угла инциденције примарног снопа фотона радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ , нормиран на апсолутну вредност одзива при углу инциденције од  $0^\circ$ . Компензацијом Г-М цеви долази до пада у вредности релативног одзива.

**Слика 9.9.** Зависност релативног одзива RPI од енергије фотона и угла инциденције примарног снопа, нормиран на референтне вредности утицајних величина за квалитет зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ , и угао инциденције  $0^\circ$ .

**Слика 9.10.** Зависност одзива RPI на бази некомпензоване и компензоване Г-М цеви (са и без ваздушног процепа) од јачине амбијенталног дозног еквивалента. Референта вредност јачине амбијенталног дозног еквивалента је 500  $\mu\text{Sv/h}$ .

**Слика 10.1.** Графички приказ зависности конверзионих коефицијената из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента за три енергетска региона (3-bin), четири енергетска региона (4-bin) и за оптимизацију девијације јачине амбијенталног дозног еквивалента Ra-226 од референтне вредности (Ra-226 min).

**Слика 10.2.** Зависност континуалне конверзионе функције из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента, одређене на основу дискретних вредности конверзионих коефицијената за четири енергетске области са оптимизацијом девијације од референтне јачине дозе  $^{226}\text{Ra}$ .

# СПИСАК ТАБЕЛА

---

**Табела 3.1.** Карактеристике квалитета зрачења референтних поља X-зрачења уског енергетског спектра (N-групе). У пракси се уз познате вредности прве дебљине полуслабљења, постизањем одговарајућег радног напона X-цеви и додавањем додатне филтрације могу формирати квалитети зрачења према ISO 4037.

**Табела 5.1.** Вредности конверзионих коефицијената из керме у ваздуху у лични дозни еквивалент и амбијентални дозни еквивалент према ISO 4037 стандарду, за квалитете X-зрачења N-серије и радионуклиде  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ .

**Табела 6.1.** Атоми нечистоћа који се додају у сопствени полупроводник, формирајући материјале са увећаном концентрацијом одређених носилаца наелектрисања, уз енергије дискретних енергетских стања насталих увођењем нечистоћа, у односу на границе валентне ( $E_V$ ) односно проводне ( $E_C$ ) зоне.

**Табела 7.1.** Утицајне величине и њихове референтне вредности уз опсег стандарних вредности при тестирању дозиметара.

**Табела 7.2.** Критеријуми прихватљивости при тестирању активних личних дозиметара (APD) према међународном стандарду IEC 61526. Приказани су захтеви за тестирање линеарности, прецизности одзива, као и утицаја промене енергије и угла инциденције.

**Табела 7.3.** Захтеви међународног стандарда IEC 60846-1 за амбијенталне дозиметре за мерење у пољу гама зрачења (индустријска примена) и пољу X-зрачења (медицинска примена), уз могућа проширења за испитивање у зависности од примене.

**Табела 7.4.** Вредности фактора проширења за Студентову функцију густине вероватноће, у зависности од броја степени слободе, за различите вредности статистичке сигурности.

**Табела 7.5.** Пример буџета мерне несигурности за еталонирање дозиметара у области заштите од зрачења за мерење оперативних дозиметријских величина. Резултат представља комбиновану стандардну мерну несигурност, са фактором проширења  $k = 2$ , који одговара нормалној расподели.

**Табела 8.1.** Спецификације произвођача одабраних типова електронских личних дозиметара базираних на Г-М цеви, Si диоди, и CsI(Tl) сцинтилатору.

**Табела 8.2.** Тачност EPD изражена у виду апсолутног одзива дозиметара. Девет типова дозиметара показују одступање од референтне вредности  $H_p(10)$  у оквиру  $\pm 10\%$ , осим дозиметра PDM-117 за који је одређена девијација од  $-50\%$ .

**Табела 10.1.** Вредности конверзионих коефицијената из спектра висине импулса спектрометра у јачину амбијенталног дозног еквивалента, за различит број енергетских региона, и за оптимизацију девијације јачине дозе радионуклида  $^{226}\text{Ra}$ .



# 1. УВОД

Дозиметрија и заштита од зрачења представљају научне дисциплине које се баве одређивањем дозе јонизујућих зрачења са циљем квантификовања њихових ефеката, који су последица интеракција са материјалном средином. Дозиметријске физичке величине квантификују меру интеракције јонизујућег зрачења са материјом, док величине у области заштите од зрачења описују биолошке ефекте јонизујућег зрачења на ткива и органе, односно ефекте излагања целог тела јонизујућем зрачењу. Услед различитих механизма интеракције различитих врста јонизујућег зрачења и различите радиосензитивности ткива и органа, вероватноћа за појаву стохастичких ефеката ће првенствено зависити од структуре и врсте озраченог ткива или органа.

Из наведеног следи да величине у области заштите од зрачења нису директно мерљиве физичке величине, већ се могу проценити методама рачунарске дозиметрије или мерењем оперативних дозиметријских величина. Међународна комисија за радијационе јединице и мере (енг. *International Commission on Radiation Units and Measurements, ICRU*) дефинише оперативне дозиметријске величине, које су директно мерљиве и представљају последицу одговарајућег еталонирања (калибрације) дозиметара за индивидуални и амбијентални мониторинг [1].

Поред стандардне употребе термолуминисцентних пасивних дозиметријских система у сврху индивидуалног мониторинга јонизујућег зрачења се у све већој мери користе активни електронски дозиметри за мерење јачине оперативних дозиметријских величина у реалном времену, што представља њихову основну предност за примену јонизујућег зрачења у медицинске, индустријске, војне и научно-истраживачке сврхе [2] [3]. Електронски лични дозиметри се најчешће користе у медицини, редом: у интервентној радиологији и кардиологији; у нуклеарној медицини; у радиотерапији [4].

За потребе амбијенталног мониторинга јонизујућег зрачења, у оквиру мрежа за амбијентални мониторинг, као и мрежа ране најаве у оквиру дозиметрије ниских јачина дозе блиских нивоу позадинског зрачења, се користи велики број различитих типова преносних или фиксних инструмената, од којих су најзаступљенији гасни детектори који се користе у области Гајгеровог пражњења [5] [6]. Будући да основна својства ових детектора њих чине бројачким инструментима, неопходно је извршити адекватну енергетску компензацију, ради оптимизације енергетске зависности одзива ових уређаја, чинећи их поузданим активним дозиметрима [7].

Активни електронски дозиметри различитих произвођача могу бити засновани на гасним, полупроводничким, сцинтилационим детекторима јонизујућег зрачења, различитих дозиметријских карактеристика. Учестала примена електронских дозиметара захтева да њихова метролошка дозиметријска својства буду у складу са пољима зрачења у којима се користе, тако да је неопходно испитивати их у пољима фотонског јонизујућег зрачења, при различитим вредностима индиректних утицајних величина (енергије фотона, угла инциденције фотона, јачине дозе и сл.), уз упоређивање вредности дозиметријских својстава са дефинисаним критеријумима прихватљивости у оквиру међународних стандарда [8] [9]. Идеалан активни дозиметар би имао униформан енергетски и угаони одзив, односно било би неопходно оптимизовати уређај тако да постоји минималан утицај особина поља зрачења на измерене вредности оперативних дозиметријских величина.

## 1.1. Циљ истраживања и полазна хипотеза

Циљ истраживања докторске дисертације јесте одређивање прикладности различитих типова активних електронских дозиметара за примену у области заштите од јонизујућег зрачења, односно испитивање метролошких својстава активних електронских личних дозиметара за одређивање личног дозног еквивалента или јачине личног дозног еквивалента, и метролошких својстава енергетски компензованог гасног детектора, интегрисаног у оквиру дозиметра за амбијентални мониторинг, односно за мерење јачине амбијенталног дозног еквивалента. Прикладност примене поменутих дозиметара за процену величина у области заштите од зрачења попут ефективне и еквивалентне дозе је установљена испитивањем типа дозиметара, које обухвата испитивање низа метролошки релевантних дозиметријских својстава попут линеарности, енергетске и угаоне зависности одзива дозиметара у широком опсегу вредности утицајних величина енергије фотона и угла инциденције фотона, од нискоенергетских Х-фотона (који налазе примену у медицинском имицингу), до високоенергетских поља зрачења гама фотона (који се срећу у радиотерапији и индустријским применама јонизујућег зрачења). Значај истраживања докторске дисертације се огледа у хармонизацији електронских личних дозиметара и преносних дозиметара за амбијентални мониторинг са захтевима (критеријумима прихватљивости) међународних стандарда за испитивање типа дозиметара у области заштите од зрачења (IEC 61526 и IEC 60846-1).

Полазне хипотезе истраживања у оквиру докторске дисертације гласе:

- ❖ *У циљу ефикасне заштите од зрачења, неопходно је мерење оперативних дозиметријских величина у реалном времену, у зонама у којима је јачина амбијенталног дозног еквивалента у простору у ком се налазе професионално изложена лица већа од 25  $\mu\text{Sv/h}$  на начин који подразумева употребу активних личних дозиметара поред широкораспрострањених пасивних дозиметријских система.*
- ❖ *Активне личне дозиметре на бази различитих материјала и механизма интеракције са јонизујућим зрачењем је неопходно типски испитати ради могућности хармонизације њихових метролошких својстава са стандардима у области заштите од зрачења.*
- ❖ *Амбијентални монитори зрачења засновани на Гајгер-Милеровим цевима морају имати униформни енергетски и ангуларни одзив, због чега је неопходна њихова адекватна енергетска компензација.*
- ❖ *Гасни детектори зрачења са Гајгер-Милеровим цевима се у одређеним условима могу користити за лични и амбијентални мониторинг.*

## 1.2. Резултати и допринос истраживања

Научни допринос и резултати докторске дисертације се огледа у следећем:

- ❖ Резултати истраживања су омогућили развој и примену метода испитивања типа дозиметара који се користе у области заштите од зрачења за мерење оперативних дозиметријских величина, у циљу њихове примене за потребе различитих радијационих делатности.
- ❖ Резултати су омогућили развој и оптимизацију енергетски компензованих уређаја за амбијентални мониторинг на бази Гајгер-Милерових цеви, при чему се слична методологија може применити на детекторе зрачења другачијих принципа детекције и другачије геометрије.
- ❖ Резултати су допринели хармонизацији особина активних електронских дозиметара за индивидуални и амбијентални мониторинг са критеријумима прихватљивости међународних стандарда који се тичу постојећих оперативних дозиметријских величина у области заштите од зрачења.

- ❖ Резултати су допринели оптимизацији заштите од зрачења у оквирима различитих примена јонизујућег зрачења, попут тачности одређивања дозе, чија се поузданост може довести у везу са испитивањем дозиметријских својстава попут енергетске и угаоне зависности одзива дозиметара.

Резултати истраживања приказани у докторској дисертацији су објављени у следећим публикацијама:

**M21** - Врхунски међународни часопис

- **Nikola Kržanović**, Koviљjka Stanković, Miloš Živanović, Miloš Đaletić, Olivera Ciraj-Bjelac. Development and testing of a low cost radiation protection instrument based on an energy compensated Geiger-Muller tube. Radiation Physics and Chemistry. Vol. 164, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2019.108358>

**M22** - Истакнути међународни часопис

- **Nikola Kržanović**, Miloš Živanović, Olivera Ciraj-Bjelac, Đorđe Lazarević, Sandra Čeklić, Srboљjub Stanković. Performance Testing of Selected Types of Electronic Personal Dosimeters in X- and Gamma Radiation Fields. Health Physics. 113(4):252-261, 2017.  
doi: 10.1097/HP.0000000000000704  
ISSN: 0017-9078 (print); 1538-5159 (electronic)

**M33** - Саопштење са међународног скупа штампано у целини

- Filip Haralambos Apostolakopoulos, **Nikola Kržanović**, Luka Perazić, Miloš Živanović, Koviљjka Stanković. Comparison of Energy and Angular Responses of Thermoluminescent and Electronic Personal Dosimeters. Proceedings of 3rd International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN 2016, pp. NT11.4.1-4, Zlatibor, Serbia, June 13-16, 2016. ISBN: 978-86-7466-618-0
- **Nikola Kržanović**, Filip Haralambos Apostolakopoulos, Miloš Živanović, Miloš Vujisić, Koviљjka Stanković, Đorđe Lazarević. Establishing Standard X-ray Narrow-beam Radiation Qualities in the Secondary Standard Dosimetry Laboratory. Proceedings of 4th International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN 2017, pp. NT11.2.1-5, Kladovo, Serbia, June 5-8, 2017. ISBN: 978-86-7466-692-0
- **Nikola Kržanović**, Filip Haralambos Apostolakopoulos, Miloš Đaletić, Miloš Živanović, Koviљjka Stanković. Energy, Angular and Dose-rate Dependence of the GM Survey Meter Response. Proceedings of 5th International Conference on Electrical, Electronic and Computing Engineering, IcETRAN 2018, pp. 1008-1011, Palić, Serbia, June 11-14, 2018. ISBN: 978-86-7466-752-1

### 1.3. Структура докторске дисертације

- Увод
- Извори јонизујућег зрачења
- Принцип рада X-цеви
- Интеракције јонизујућег зрачења са материјом
- Физичке величине у дозиметрији и заштити од зрачења
- Детектори јонизујућег зрачења
- Метрологија фотонског јонизујућег зрачења
- Испитивање електронских личних дозиметара у пољима X- и гама зрачења
- Испитивање електронског амбијенталног дозиметра на бази енергетски компензоване Гајгер-Милерове цеви
- Амбијентални мониторинг спектро-дозиметром
- Закључак

Докторска дисертација је организована у већи број одељака (целина). У другом поглављу су описани основни извори јонизујућег зрачења у животној средини, укључујући природне и вештачке изворе зрачења, као и позадинско зрачење.

У трећем поглављу су описани основни принципи функционисања генератора X-зрачења будући да се у реалној примени дозиметри могу користити у пољима X-зрачења, као и да се при испитивању у лабораторијским условима користе квалитети X-зрачења уског енергетског спектра који су у овом поглављу и описани.

Четврто поглавље се тиче интеракција јонизујућег зрачења са материјалном средином, полазећи од основних механизма интеракције директног и индиректног јонизујућег зрачења, јонизације и ексцитације, са посебним освртом на интеракције индиректних фотонских јонизујућих поља зрачења са средином.

Пето поглавље дефинише физичке величине које се користе у оквиру дозиметрије и заштите од зрачења, полазећи од радиометријских величина које описују примарно поље зрачења пре интеракција са материјалном средином, затим микродозиметријских и дозиметријских величина које представљају меру интеракције јонизујућег зрачења са материјалном средином, даље величина у области заштите од зрачења које врше квантификацију биолошких ефеката зрачења услед депоновања енергије у ткивима и органима, и коначно оперативних дозиметријских величина које представљају директно мерљиве физичке величине које се доводе у везу са апроксимативним величинама у заштити од зрачења.

У шестом поглављу су приказане основне карактеристике и принципи детекције јонизујућег зрачења путем генерисања електричног сигнала, посебно гасних и полупроводничких детектора зрачења, будући да је највећи број активних амбијенталних и личних дозиметара заснован на овим врстама детектора зрачења.

Седмо поглавље је посвећено метрологији јонизујућег зрачења, дефиницији еталона, утицајних величина и методама одређивања калибрационог коефицијента. Приказани су основни критеријуми прихватљивости из међународних стандарда за испитивање активних електронских дозиметара за индивидуални мониторинг и за амбијентални мониторинг. Посебан део поглавља је посвећен мерној несигурности тип А и тип Б, као и буџету мерне несигурности при мерењу оперативних дозиметријских величина.

Осмо поглавље представља истраживање које се односи на испитивање електронских личних дозиметара различитих типова и различитих произвођача у пољима X- и гама зрачења, које подразумева испитивање енергетске и угаоне зависности одзива електронских личних дозиметара, затим испитивање тачности и линеарности њиховог одзива, при различитим вредностима утицајних величина енергије фотона, угла инциденције фотона, и јачине личног дозног еквивалента

У деветом поглављу су приказани резултати испитивања електронског амбијенталног дозиметра заснованог на енергетски компензованој Гајгер-Милеровој цеви. Испитане су дозиметријске карактеристике дозиметра за амбијентални мониторинг при различитим методама компензације активне запремине гасног детектора, уз идентификацију оптималне компензације на основу упоређивања вредности испитиваних дозиметријских параметера са критеријумима прихватљивости међународног стандарда.

У десетом поглављу је описан део процеса карактеризације спектрометра у сврху његове примене у области амбијенталног мониторинга, односно употребе као спектро-дозиметријског система у сврху акциденталног мониторинга. Приказани су дефиниција и резултати методе конверзије енергетских спектра висине импулса у оперативну дозиметријску величину, односно јачину амбијенталног дозног еквивалента, уз назначене дискретне конверзионе коефицијенте и континуалну конверзиону функцију, путем конверзије без деконволуције снимљеног спектра.

## 2. ИЗВОРИ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА

### 2.1. Природна радиоактивност

Жива бића су свакодневно изложена јонизујућем зрачењу. Изворима јонизујућег зрачења у природи се сматрају сви материјали који су подложни спонтаним нуклеарним трансформацијама (језгра) атома, односно материјали који поседују особину природне радиоактивности. Све радиоактивне трансформације се могу сврстати у следеће три категорије:

- емисија  $\alpha$  честице;
- изобарна транзиција - нуклеарна трансформација при којој масени број ( $A$ ) атома остаје исти, док се атомски број ( $Z$ ) мења; Обухвата процесе емисије електрона ( $\beta^-$  честице, атомски број се увећава,  $Z+1$ ), емисије позитрона ( $\beta^+$  честице, атомски број се умањује,  $Z-1$ ), и процес електронског захвата (атомски број се умањује,  $Z-1$ );
- изомерна транзиција - нуклеарна трансформација при којој се атомски и масени број језгра не мењају; Обухвата процесе емисије  $\gamma$  фотона, и интерне конверзије у језгру [10].

#### 2.1.1. Алфа нуклеарна трансформација радионуклида

Алфа честица представља високоенергетско језгро хелијума ( $^4\text{He}$ ) које се емитује из језгра нестабилног атома услед великог броја неутрона и протона у нуклеусу. Емисија  $\alpha$  честице је карактеристична за радионуклиде атомског броја  $Z > 82$ . У језгру са великим бројем нуклеона може доћи до појаве јаких одбојних електростатичких сила између нуклеона, које могу бити већег интензитета од привлачних нуклеарних сила. Уз одређену вероватноћу, алфа честица може савладати потенцијалну баријеру која држи нуклеоне на окупу. Теоретски и експериментално је утврђено да најмања кинетичка енергија  $\alpha$  честице неопходна за њену емисију износи приближно 3,8 MeV. Алфа честице су моноенергетске, уз мале варијације у дискретном спектру услед прерасподеле енергије ослобођене приликом алфа радиоактивног распада, између алфа честице и језгра новонасталог радионуклида. Алфа честице спадају у тешке наелектрисане честице, веома брзо губе енергију при интеракцијама са материјалном средином, тако да носе велики радијациони ризик само услед унутрашњег озрачивања (услед ингестије или инхалације радионуклида који су алфа емитери, нпр. радон,  $^{222}\text{Rn}$ ) [10].

#### 2.1.2. Изобарна нуклеарна трансформација радионуклида

Бета честице се емитују из језгара радионуклида код којих је присутна велика разлика у броју протона и неутрона. Уколико је број неутрона већи од броја протона, може доћи до конверзије неутрона у протон, уз емисију електрона и неутрина (ненаелектрисана, детектабилна честица занемарљиве масе). Емитовани електрон ( $\beta^-$  честица) дели енергију радиоактивног распада са неутрином, тако да је спектар бета честица континуалан. Атомски број језгра се увећава за један, док се масени број не мења. Бета зрачење спада у лаке наелектрисане честице и као такво може представљати ризик и од унутрашњег и спољашњег озрачивања. Уколико је број протона већи од броја неутрона, при чему енергетски услов за емисију  $\alpha$  честице није испуњен, моће доћи до емисије позитрона ( $\beta^+$  честице) и неутрина. При оваквој радиоактивној трансформацији долази до конверзије протона у неутрон, дакле атомски број се умањује за један, уз одржање масеног броја језгра радионуклида. Позитрон своју почетну кинетичку енергију троши у бројним интеракцијама са материјалном средином, успоравајући, након чега се коначно анихилира са електроном у материјалу средине, уз емисију два гама фотона енергије 511 keV у супротном смеру (анихилационо гама зрачење) [10].

Уколико радионуклид са мањим бројем неутрона не може извршити  $\beta^+$  нуклеарну трансформацију, може доћи до процеса орбиталног електронског захвата. При овој изобарној транзицији језгра долази до формирања неутрона у језгру, услед сједињавања протона из језгра, и орбиталног електрона који је недалеко од језгра (најчешће електрона са К електронске орбитале), уз емисију неутрина. Неутрино у случају електронског захвата има дискретну енергију, за разлику од претходно описаних изобарних трансформација [10].

### 2.1.3. Изомерна нуклеарна трансформација радионуклида

Изомерне трансформације језгра се обично одвијају при релаксацији ексцитованог језгра радионуклида након  $\alpha$  радиоактивног распада, или након изобарних трансформација језгра ( $\beta^-$ ,  $\beta^+$ ), затим нуклеарних реакција и захвата неутрона. Ексцитовано језгро се може релаксирати радијативно (емисијом  $\gamma$  фотона), или нерадијативно (унутрашњом конверзијом). Гама зрачење представља монохроматско електромагнетно зрачење које води порекло из језгра радионуклида, енергије једнаке разлици нуклеарних енергетских нивоа. Унутрашња конверзија представља нерадијативни пренос енергије ексцитованог језгра на јако везане електроне у нижим електронским нивоима, при чему електрони могу стећи довољну енергију да напусте структуру атома, савладавајући енергију везе. Електрони који напусте атом за собом остављају ваканције које се попуњавају електронима са виших електронских нивоа. При преласку електрона са виших на ниже енергетске нивое долази до емисије карактеристичног X-зрачења<sup>1</sup>, које такође може предати енергију другим електронима и уз довољну енергију их може избацити из електронског омотача. Електрони који напусте структуру атома при интеракцији са карактеристичним X-зрачењем (емитованим приликом попуњавања ваканција) се називају Ожеовим (фр. *Auger*) електронима [10], [7].

## 2.2. Природни извори зрачења

Под појмом природних извора зрачења се подразумевају:

- космичко зрачење - примарно космичко зрачење чине високоенергетске честице са Сунца (Сунчево зрачење,  $\alpha$ -честице, протони), и из Космоса (галактичко зрачење, електрони и протони) које интерагују са молекулима у вишим слојевима атмосфере, стварајући секундарно космичко зрачење (миони, пиони, каони, неутрина, неутрони итд.). Интезитет космичког зрачења нагло расте са порастом надморске висине;
- космогени радионуклиди - приликом интеракција космичког зрачења са атмосфером долази до стварања различитих космогених радионуклида путем нуклеарних реакција (попут трицијума  $^3\text{H}$ , угљеника  $^{14}\text{C}$  и натријума  $^{22}\text{Na}$ );
- примордијални радионуклиди - обухватају радиоизотопе који се налазе у три природна радиоактивна низа нуклеарних трансформација језгара (уранијумов и актинијумов, који почињу са радиоизотопима  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , респективно, и један торијумов низ са почетним радиоизотопом  $^{232}\text{Th}$ ) или радиоизотопи метала ниског атомског броја ( $^{40}\text{K}$ ,  $^{87}\text{Rb}$ ). Сва три природна радиоактивна низа имају следеће заједничке карактеристике: почетне радионуклиде са изузетно великим временом полураспада, у сва три низа постоји један радионуклид у гасовитом стању и то радон ( $^{222}\text{Rn}$ ), актинон ( $^{219}\text{Rn}$ ), и торон ( $^{220}\text{Rn}$ ), завршавају се стабилним изотопима олова, и то  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^{207}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , респективно [10].

---

<sup>1</sup> видети одељак 3.3. Емисиони спектар X- цеви.

## 2.3. Позадинско зрачење

Збирни утицај свих екстерних природних извора зрачења, космичког зрачења, космогених радионуклида, примордијалних радионуклида и њихових потомака, али и продуката тестирања нуклеарног оружја, затим падавина које су последица нуклеарних акцидената, и материја које се ослобађају услед рутинских процедура током рада нуклеарних реактора и циклуса нуклеарног горива, се назива позадинским зрачењем (енг. *background radiation*). Сви организми су непрекидно изложени позадинском јонизујућем зрачењу. Интезитет позадинског зрачења (фона) зависи пре свега од минералног састава земљишта, и интезитета космичког зрачења [10], [11]. Иако се на локалном нивоу излагање позадинском зрачењу знатно разликује, могуће је извршити процену средњег излагања природним изворима зрачења на глобалном нивоу помоћу глобалне годишње ефективне дозе за становништво. Примарно и секундарно космичко зрачење доприноси јачини ефективне дозе са око  $380 \mu\text{Sv a}^{-1}$ , космогени радионуклиди (у највећој мери радионуклид  $^{14}\text{C}$ ) доприноси са око  $12 \mu\text{Sv a}^{-1}$ , примордијални радионуклиди (пре свега потомци радиоактивних низова  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , и радионуклид  $^{40}\text{K}$ ) са  $765 \mu\text{Sv a}^{-1}$ . Ови природни извори зрачења заједно могу резултирати годишњом светском ефективном дозом процењеном на  $1160 \mu\text{Sv a}^{-1}$ . Највећи допринос ефективној дози представља озрачивање бронхија плућа  $\alpha$  честицама, услед радиоактивног распада  $^{222}\text{Rn}$  и његових потомака, услед инхалације и потоњег унутрашњег озрачивања. Допринос ефективној дози од радона износи око  $1105 \mu\text{Sv a}^{-1}$ . Уз сумирање још неких појединих доприноса, средња годишња ефективна доза за становништво од природних извора зрачења се може проценити на  $2,4 \text{mSv a}^{-1}$ . Ради поређења, продукти тестирања нуклеарног оружја су 1963. године су проузроковали јачину ефективне дозе од приближно  $113 \mu\text{Sv a}^{-1}$ , која данас износи нешто мање од  $5,5 \mu\text{Sv a}^{-1}$  (око 0,2% позадинског зрачења) [12].

## 2.4. Вештачки извори зрачења

Вештачки извори зрачења обухватају изворе зрачења који се користе у мирнодопске сврхе (производња нуклеарне енергије, производња радиоизотопа за примену у индустрији, медицини и у истраживачке сврхе, генератори зрачења у медицини), затим изворе зрачења за војне сврхе (нуклеарне пробе, производња нуклеарног оружја, итд.). Укупна годишња глобална ефективна доза за становништво од вештачких извора зрачења износи око  $0,6 \text{mSv a}^{-1}$  (што углавном потиче од излагања становништва јонизујућем зрачењу у сврху медицинске дијагностике) [11].

Излагање вештачким изворима зрачења у медицини подразумева технике које се могу уврстити у:

- дијагностичку радиологију,
- нуклеарну медицину,
- радиотерапију.

Дијагностичка радиологија представља скуп техника медицинског сликања код којих се извор јонизујућег зрачења налази изван тела пацијента, па се могу назвати трансмисионим техникама имицинга. Радиологија обухвата велики број техника заснованих на примени X-зрачења које се према начину формирања медицинске слике могу поделити на пројекционе (радиографија, мамографија, флуороскопија итд.), и томографске (компјутеризована томографија, енг. *computerized tomography*, СТ). Радиолошке технике такође налазе примену у инвазивним клиничким процедурама (попут интервентне кардиологије). Дијагностичка радиологија такође подразумева и технике медицинског сликања које не користе изворе јонизујућег зрачења, попут ултрасонографије и магнетне резонантне томографије (MR). На основу радиолошких модалитета се добија морфолошка слика организма [11] [13].



Нуклеарна медицина обухвата модалитете медицинског имицинга код којих извор јонизујућег зрачења представља радиофармацеутик који се у малој количини уноси у тело пацијента (интравенозно или инхалацијом), тако да се ови модалитети називају емисионим техникама имицинга. Најзначајнији модалитети у нуклеарној медицини јесу позитронска емисиона томографија (енг. *positron emission tomography*, PET), једнофотонска емисиона компјутеризована томографија (енг. *single photon emission computerized tomography*, SPECT). Радиофармацеутици представљају метаболички активна хемијска једињења која у себи садрже радионуклиде (попут радионуклида  $^{99m}\text{Tc}$  који се користи за SPECT, или  $\beta^+$  емитера позитрона попут флуора  $^{18}\text{F}$ , који су погодни за PET снимања). На основу модалитета нуклеарне медицине се добија физиолошка (функционална) слика [13].

Комбиновањем модалитета дијагностичке радиологије и нуклеарне медицине је могуће истовремено приказати морфолошку и физиолошку медицинску слику, применом система попут SPECT-CT или PET-MR [13].

Радиотерапија јонизујућим зрачењем, за разлику од техника медицинског сликања за циљ најчешће има третирање малигних ћелија тумора. Обухвата технике које могу бити екстерне (попут примене  $\gamma$  фотона из колимисаног извора зрачења кобалта  $^{60}\text{Co}$ , или мегаволтажних снопова X-фотона из линеарних акцелератора), и технике интерног типа (брахитерапија, где се радиоизотопи попут иридијума  $^{192}\text{Ir}$ , јода  $^{125}\text{I}$ , злата  $^{198}\text{Au}$  уносе у унутрашњост пацијента) [11] [14].

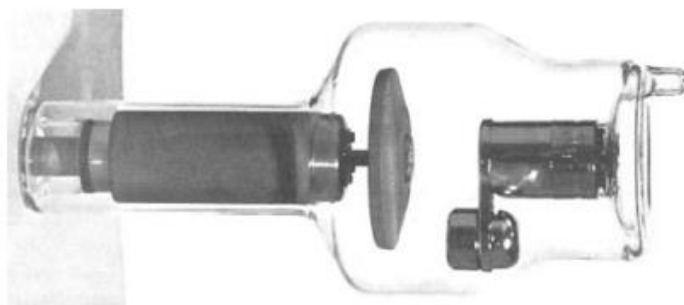
### 3. ПРИНЦИП РАДА X-ЦЕВИ

Модалитети снимања у дијагностичкој радиологији, индустријској радиографији и аналитичкој хемији и кристалографији су засновани на примени X-зрачења различите енергије генерисаног у рендгенској цеви [10].

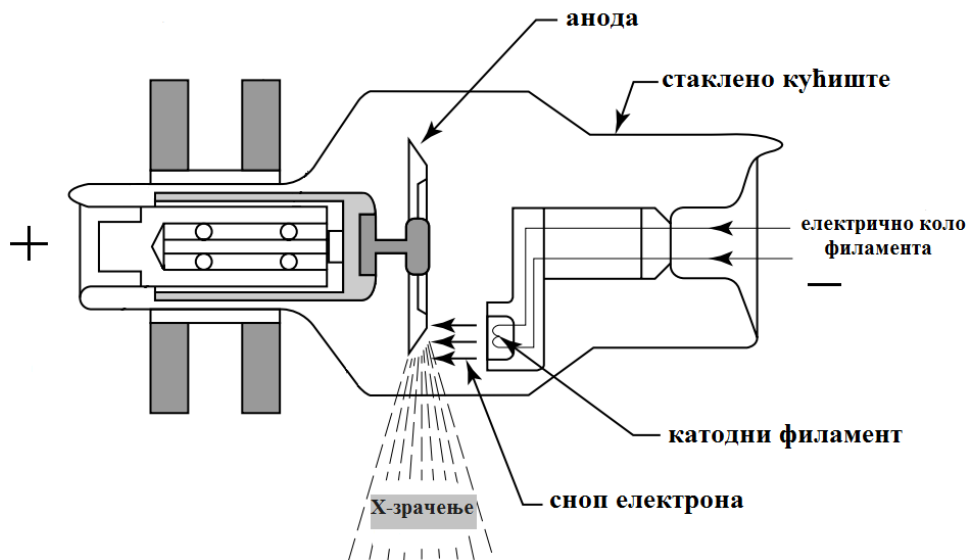
#### 3.1. Електроде X-цеви

Рендгенска цев представља систем од две електроде у вакууму на које је примењен висок напон. Извор електрона (катода) у рендгенској цеви је филамент метала са високом тачком топљења (најчешће волфрам,  ${}_{74}\text{W}$ , са тачком топљења од  $3370\text{ }^\circ\text{C}$ ). Струјом од неколико ампера се филамент загрева до температура на којим долази до термојонске емисије електрона. Око металног филамента се налази фокусирајућа чаша која се као и метални филамент налази на негативном потенцијалу, у сврху усмеравања генерисаних електрона према аноди. Фокус представља површину мете у којој се електрони апсорбују, односно у којој се производе X-зраци. За постизање радиографске слике најбоље резолуције, неопходно је постићи малу фокалну тачку рендгенске цеви, односно неопходно је да се електрони емитују са површине малог филамента. Услед померања пацијената долази до смањења оштрине радиографске слике, што се може ублажити излагањем пацијента X-зрачењу великог интезитета у малом временском интервалу (што превазилази капацитет термојонске емисије малог филамента). Оваква излагања X-зрачењу захтевају коришћење рендгенске цеви са два филамента, од којих се мањи филамент користи за радиографију велике оштрине слике, а већи филамент за умањење ефеката вољног и невољног кретања пацијента [15].

Генерисани електрони се убрзавају у електричном пољу насталог услед примене високог напона на електроде рендгенске цеви, од катоде према аноди која представља мету за електроне. При интеракцији електрона са материјалом мете долази до генерисања карактеристичног и закочног X-зрачења. Производња фотона је веома неефикасан процес конверзије кинетичке енергије електрона у енергију X-фотона (мање од 1% енергије електрона се претвара у X-зрачење, док се остали део енергије претвара у топлоту која се апсорбује у материјалу аноде). У зависности од примене, рендгенска цев може имати аноду од различитих материјала. Молибден ( ${}_{42}\text{Mo}$ ) и родијум ( ${}_{45}\text{Rh}$ ) се користе за генерисање X-зрачења за примену у мамографији, док се волфрам користи за радиографију, а уз одговарајућу филтрацију и за мамографију. Анода је скоро увек ротирајућа, ради равномерног загревања материјала мете при интеракцијама са убрзаним електронима. На слици 3.1 је дат приказ рендгенске цеви са две фокалне тачке и са ротирајућом анодом. Примарни сноп X-фотона напушта рендгенску цев проласком кроз колиматор, при чему ефикасност емисије X-фотона из цеви зависи од угла нагиба аноде у односу на правац електрона (анодни угао) [15]. Шематски приказ рендгенске цеви је дат на слици 3.2.



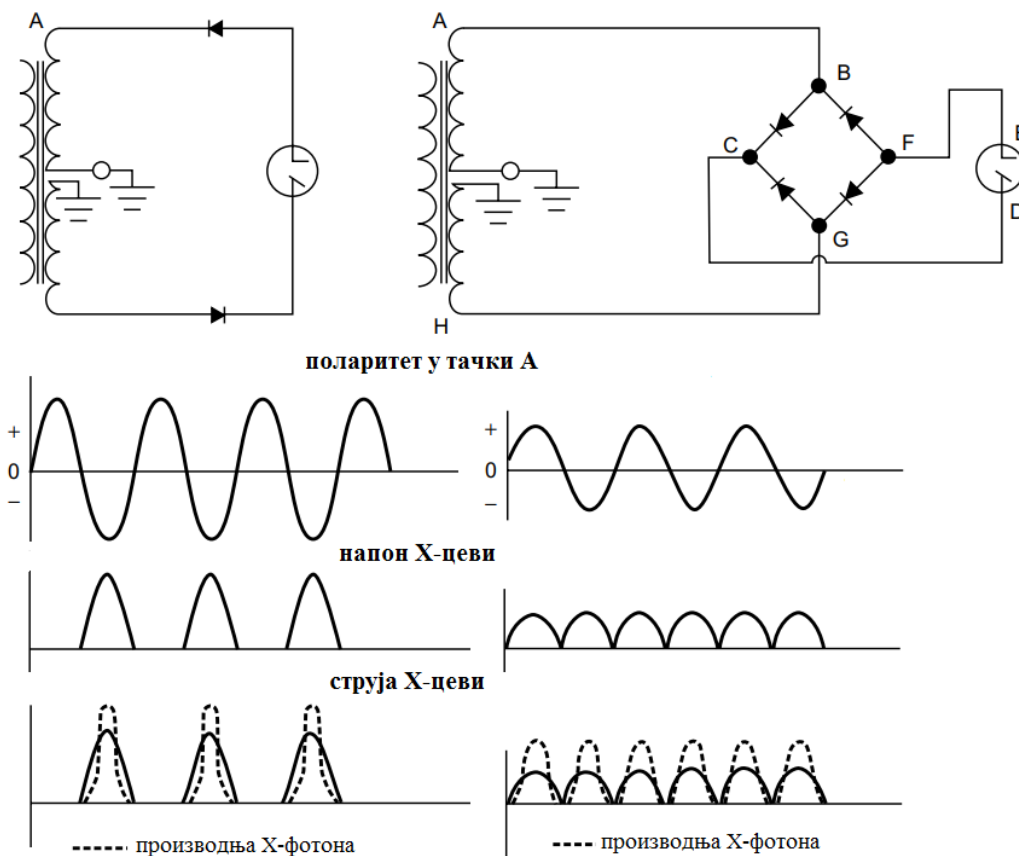
Слика 3.1. X-цев са две фокалне тачке и са ротирајућом анодом [15].



Слика 3.2. Шематски приказ и принцип рада X-цеви [15].

### 3.2. Напон и струја X-цеви

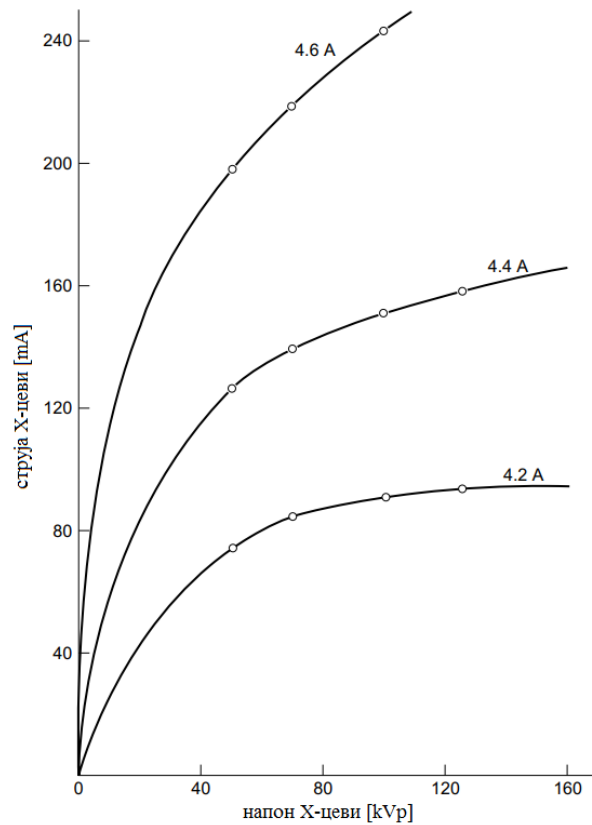
Интезитет и енергетска расподела X-фотона емитованих из рендгенске цеви зависи од разлике потенцијала између филламента и мете цеви. Обично се користи извор електричне енергије са наизменичном струјом, због малих енергетских губитака уз могућност преноса на великим удаљеностима. Рендгенске цеви се углавном производе тако да раде на једносмерном напајању, где је позитиван електрични потенцијал на мети рендгенске цеви, а негативан на металном филламенту, извору електрона. Производња X-фотона је најефикаснија уколико је електрични потенцијал мете увек позитиван, а филламента увек негативан, тако да је разлика потенцијала блиска максималној вредности. Електрична енергија наизменичне струје се конвертује у електричну енергију једносмерне струје помоћу исправљача. При нормалним условима рендгенска цев врши самоисправљачку функцију јер мета (диск) не може бити ефикасан извор електрона, тако да услед обрнуте поларизације није могуће остварити струју кроз рендгенску цев. Ипак, услед високих температура мете може доћи до ослобађања електрона са мете, и уколико би услед обрнуте поларизације електрода дошло до формирања струје електрона од диска према филламенту, рендгенска цев би могла претрпети велика оштећења. Поред самоисправљачке функције рендгенске цеви, пожељно је обезбедити једносмерно напајање применом полуталасног или пуноталасног исправљача са диодама, користећи једну или обе полупериоде наизменичне струје, респективно. Да би се избегао пад напона на нулу након сваке полупериоде, пожељно је коришћење трофазног струјног извора [15]. На слици 3.3 су приказана исправљачка кола и електрични сигнали након конверзије из наизменичне у једносмерну струју.



Слика 3.3. Исправљачка кола за конверзију наизменичне у једносмерну струју. На сликама лево је приказано полуталасно исправљачко коло са електричним сигналом пре одсецања, као и напон и струја након конверзије; на сликама десно је приказано пуноталасно исправљачко коло са Грецовим спојем, са електричним сигналимa пре и након конверзије [15].

Кроз рендгенску цев протичу две електричне струје, струја кроз метални филамент која представља проток електрона кроз филамент до његовог загревања ради покретања процеса термојонске емисије електрона са површине филамента и струја рендгенске цеви која представља проток електрона од металног филамента ка анодној мети. Струја филамента и струја рендгенске цеви су посредно повезане појмом просторног наелектрисања. Просторно наелектрисање рендгенске цеви настаје при ниским радним напонима, када је термојонска емисија електрона са металног филамента доминантији процес у односу на процес транспорта од филамента до мете. Под оваквим околностима долази до формирања облака електрона у близини филамента, спречавајући термојонску емисију нових електрона. Да би се рендгенска цев користила у дијагностици неопходно је постићи високу струју филамента, уз ниске вредности радних напона од 40 kV до 140 kV, тако да су рендгенске цеви у дијагностици ограничене просторним наелектрисањем.

При ниској вредности струје филамента долази до појаве напона засићења, ограничавајући вредност струје рендгенске цеви на вредност при напону засићења. При вредности напона засићења струја рендгенске цеви је ограничена брзином ослобађања електрона са филамента (сви ослобођени електрони ће бити убрзани до аноде). Да би се струја рендгенске цеви увећала, неопходно је поспешити термојонску емисију, односно повећати температуру филамента, самим тим и струју филамента. Рендгенска цев је на овај начин ограничена термојонском емисијом. На слици 3.4 је приказана зависност струје рендгенске цеви од радног напона за три различите вредности струје филамента [15].



Слика 3.4. Зависност струје Х-цеви од радног напона Х-цеви за три различите вредности струје филамента. За ниске вредности струје филамента је приметна појава напона засићења, где је струја кроз Х-цев ограничена овим напонем [15].

### 3.3. Емисиони спектар Х-цеви

Емисиони спектар рендгенске цеви представља функцију расподеле енергије Х-фотона, која зависи од доприноса закочног и карактеристичног Х-зрачења, од енергије убрзаних електрона и радног напона рендгенске цеви, као и од филтрације примарног снопа фотона, материјала мете аноде, струје кроз рендгенску цев итд [15].

#### 3.3.1. Закочно Х-зрачење

При интеракцији брзих електрона са материјом долази до смањења кинетичке енергије електрона путем сударних процеса са материјалном средином (јонизација и екситација) или путем конверзије дела кинетичке енергије електрона у закочно Х-зрачење (нем. *Bremsstrahlung*). Смањење вредности почетне кинетичке енергије електрона емисијом закочног зрачења се може описати помоћу једначине за радијативну зауставну моћ  $S_r$ :

$$S_r = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right) \quad (3.1)$$

где су  $N$  и  $Z$  концентрација атома средине и атомски број атома,  $E$  је енергија електрона,  $m_0$  и  $e$  су маса и наелектрисање електрона, и  $c$  брзина светлости у вакууму. На основу једначине 3.1 се може закључити да тешке наелектрисане честице имају мању вероватноћу за емисију закочног Х-зрачења у поређењу са брзим електронима услед велике разлике у маси честице  $m_0$ . Радијативни губици су значајни за електроне високих енергија и за апсорбере великог атомског броја [7].

### 3.3.2. Карактеристично X-зрачење

Уколико се јонизацијом атома при интеракцији са јонизујућим зрачењем ослободе електрони, долази до прерасподеле електрона у електронском омотачу (попуњавања ваканција) у сврху постизања основног енергетског стања са најнижом енергијом. Деексцитација електронског омотача се може одиграти путем емисије карактеристичног X-зрачења (флуоресценција) или путем емисије Ожеових електрона. Најзначајније је карактеристично зрачење које се емитује при попуњавању ваканција у K енергетском нивоу електронског омотача, због своје највеће енергије. Различити физички процеси могу довести до ексцитације атома, након које долази до емисије карактеристичног X-зрачења у конкуренцији са емисијом Ожеових електрона. Процеси ексцитације атома који су засновани на радиоактивном распаду су електронски захват (изобарна трансформација, видети поглавље 2.1.2) или интерна конверзија (изомерна трансформација, видети поглавље 2.1.3). Приликом ових трансформација језгара се деексцитација може одиграти емисијом  $\gamma$  фотона уз емисију карактеристичног X-зрачења. Такође, уколико је енергија конверзионог електрона велика, може доћи до емисије закочног X-зрачења при његовом успоравању [7].

До ексцитације атома може доћи и приликом озрачивања екстерним извором зрачења (X-фотони, електрони,  $\alpha$  честице, итд.), при чему мета представља извор карактеристичног X-зрачења. Енергија емитованог X-зрачења зависи од избора материјала мете, при чему ће мете ниског атомског броја произвести меко X-зрачење ниске енергије, док ће мете високог атомског броја произвести тврдо високоенергетско X-зрачење. При ексцитацији мете инцидентним X-зрачењем може доћи до фотоелектричне апсорпције, и деексцитацијом атома мете долази до емисије флуоресцентних карактеристичних X-фотона. При ексцитацији екстерним снопом електрона ће се поред карактеристичног X-зрачења јавити и закочно X-зрачење (при чему се закочно зрачење емитује унапред, а карактеристично изотропно). Озрачивањем атома тешким наелектрисаним честицама се може генерисати карактеристично зрачење без појаве закочног зрачења (видети једначину 3.1) [7].

### 3.3.3. Квалитети X-зрачења у области заштите од зрачења

Квалитет фотонског јонизујућег зрачења представља поље зрачења са тачно дефинисаним параметрима. У области заштите од зрачења се разликују различите серије квалитета X-зрачења генерисаних помоћу рендгенске цеви, затим квалитети  $\gamma$ -зрачења који потичу од радиоактивних трансформација различитих радионуклида, као и квалитети  $\gamma$ -зрачења који настају посредством нуклеарних реакција. Референтна поља X- и  $\gamma$ -зрачења су дефинисана стандардом Међународне организације за стандардизацију (енг. *International Organization for Standardization*, ISO), ISO 4037 [16]. Међународни стандард покрива референтна поља зрачења са опсегом средњих енергија од 7 keV до 328 keV за поља филтрираног континуалног X-зрачења, затим поља флуоресцентног X-зрачења енергија до 100 keV, поља  $\gamma$ -зрачења од 662 keV до 1,3 MeV насталих од радионуклида, и поља зрачења енергија од 4 до 9 MeV генерисаних у акцелераторима честица.

Према ISO 4037-1 [16], квалитет филтрираног континуалног снопа X-зрачења је у потпуности дефинисан помоћу следећих параметара: средња енергија снопа зрачења  $\bar{E}$  (изражена у keV), енергетска резолуција  $R_E$ , дебљина полуслабљења инцидентног снопа зрачења  $HVL^2$ , и коефицијент хомогености поља зрачења  $h$  (који представља количник прве дебљине и друге дебљине полуслабљења). У пракси квалитет X-зрачења највише зависи од радног напона рендгенске цеви, дебљине и врсте материјала за филтрацију примарног снопа X-зрачења и особина материјала анодне мете рендгенске цеви. За поља зрачења

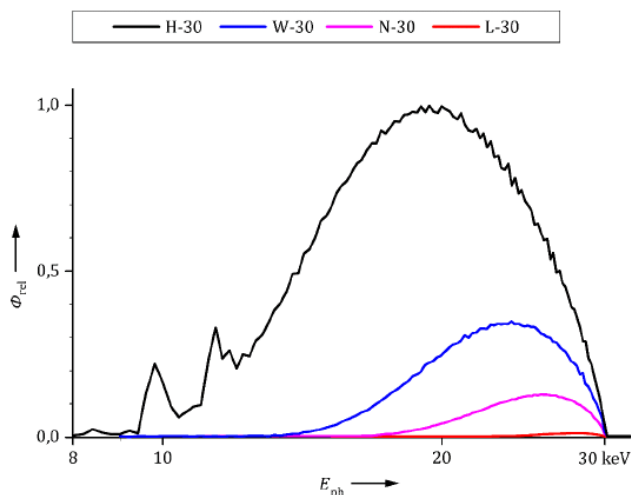
---

<sup>2</sup> Дебљина полуслабљења инцидентног снопа фотона је дефинисана у одељку 4.4.6.

нискоенергетских X-фотона средњих енергија испод 25 keV, на квалитет зрачења значајно утиче и дебљина ваздуха на удаљености од фокуса рендгенске цеви до места озрачивања. Референтна поља X-зрачења се у зависности од вредности енергетске резолуције спектра фотона могу сврстати у четири групе (серије):

- 1) H-група, високих вредности јачине керме, уједно и најслабије филтриран инцидентни сноп X-зрачења (енг. *high air kerma rate series*);
- 2) W-група, широког енергетског спектра (енг. *wide-spectrum series*);
- 3) N-група, уског енергетског спектра (енг. *narrow-spectrum series*);
- 4) L-група, ниских вредности јачине керме, уједно и најјаче филтриран инцидентни сноп X-зрачења (енг. *low air kerma rate series*).

Квалитет X-зрачења се стандардно дефинише ознаком H, W, N, L у зависности од групе којој припада, као и радним напоном рендгенске цеви, односно максималном енергијом генерисаних X-фотона у keV (нпр. N-60, L-35, W-110, H-200). Референтна поља зрачења која настају од радионуклида се могу записати у ознаци S уз хемијски симбол радиоизотопа (нпр. S-Co, за референтно поље  $\gamma$ -зрачења радиоизотопа кобалта,  $^{60}\text{Co}$ ). Квалитети флуоресцентног зрачења и  $\gamma$ -зрачења нуклеарних реакција се могу записати у ознакама F и R респективно, уз хемијски симбол материјала мете који емитује одговарајуће фотоне (нпр. F-Zn, R-C). На слици 3.5 су приказани енергетски спектри континуалних филтрираних поља X-зрачења [16].



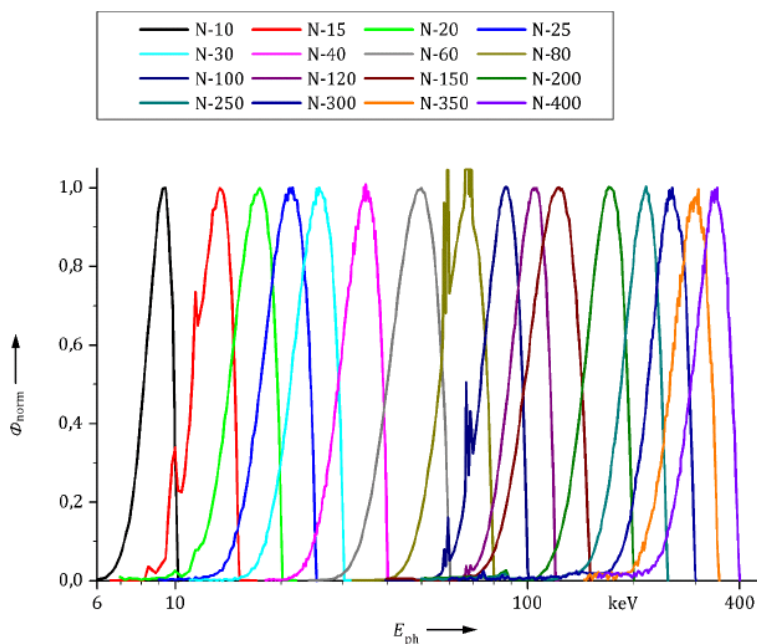
**Слика 3.5. Нормализована енергетска расподела флуенса X-фотона за радни напон X-цеви од 30 keV, за различите филтрације X-цеви, и различите енергетске резолуције спектара. Квалитет зрачења високе вредности јачине керме је најслабије филтриран инцидентни сноп X-зрачења са средњом енергијом од 19,7 keV, док је квалитет зрачења ниске вредности јачине керме најјаче филтриран, са средњом енергијом фотона од 26,7 keV [17].**

Група квалитета X-зрачења уског енергетског спектра (N) је због мале резолуције погодна за мерење варијација у одзиву уређаја услед промене енергије детектованих фотона, док је група високе вредности јачине керме (H) погодна за испитивање преоптерећења уређаја за мерење дозе зрачења. Нормализоване енергетске расподеле квалитета N-групе су приказане на слици 3.6 [17]. Коefицијент хомогености  $h$  је за квалитете зрачења N-групе приближно једнак јединици, док је у случају квалитета зрачења референтних поља за примену у дијагностичкој радиологији однос прве и друге дебљине полуслабљења израженији. У табели 3.1 су дате карактеристике квалитета зрачења уског енергетског спектра [16].

**Табела 3.1. Карактеристике квалитета зрачења референтних поља X-зрачења уског енергетског спектра (N-групе). У пракси се уз познате вредности прве дебљине полуслабљења, постизањем одговарајућег радног напона X-цеви и додавањем додатне филтрације могу формирати квалитети зрачења према ISO 4037 [16].**

Квалитет X-зрачења	Средња енергија фотона $\bar{E}$ [keV]	Енергетска резолуција $R_E$ [%]	Радни напон X-цеви U [kV]	Додатна филтрација [mm]				Прва дебљина полуслабљења [mm]
				Al	Cu	Sn	Pb	
N-10	8	28	10	0,1	/	/	/	0,047 Al
N-15	12	33	15	0,5	/	/	/	0,14 Al
N-20	16	34	20	1,0	/	/	/	0,32 Al
N-25	20	33	25	2,0	/	/	/	0,66 Al
N-30	24	32	30	4,0	/	/	/	1,15 Al
N-40	33	30	40	/	0,21	/	/	0,084 Cu
N-60	48	36	60	/	0,6	/	/	0,24 Cu
N-80	65	32	80	/	2,0	/	/	0,58 Cu
N-100	83	28	100	/	5,0	/	/	1,11 Cu
N-120	100	27	120	/	5,0	1,0	/	1,71 Cu
N-150	118	37	150	/	/	2,5	/	2,36 Cu
N-200	164	30	200	/	2,0	3,0	1,0	3,99 Cu
N-250	208	28	250	/	/	2,0	3,0	5,19 Cu
N-300	250	27	300	/	/	3,0	6,0	6,12 Cu
N-350	288	29	350	/	/	4,5	7,0	6,69 Cu
N-400	328	27	400	/	/	6,0	10,0	7,31 Cu

За квалитете зрачења радних напона испод 30 kV се препоручује инхерентна филтрација рендгенске цеви од 1 mm берилијума (Be), док се за остале квалитете N-групе препоручује инхерентна филтрација од 4 mm алуминијума (Al). За ове квалитете референтних поља X-зрачења се користе различите додатне филтрације које представљају комбинацију апсорбера од алуминијума, бабра (Cu), калаја (Sn) и олова (Pb) различитих дебљина [16].



**Слика 3.6. Нормализоване енергетске расподеле флуенса X-фотона поља зрачења из групе уског енергетског спектра (N-групе). Услед мале вредности енергетске резолуције ови квалитети зрачења су погодни за испитивање варијација у одзиву дозиметара услед промена у енергији детектованих фотона [17].**



Према међународном стандарду ISO 4037, референтна поља зрачења се у лабораторијским условима могу установити спектрометријским мерењима у пољу зрачења. Услед дугготрајности и комплексности одређивања енергетске расподеле фотона спектрометријом, могуће је извршити карактеризацију поља зрачења мерењем прве дебљине полуслабљења, сукцесивним увећавањем дебљине материјала апсорбера, и применом експоненцијалног закона слабљења инцидентног снопа зрачења приликом његовог простирања кроз материјалну средину. Уколико измерена вредност дебљине полуслабљења одступа мање од  $\pm 5\%$  од вредности дебљине полуслабљења дефинисане у стандарду ISO 4037, референтно поље X-зрачења се сматра валидним [16]. Уколико вредности измерене дебљине полуслабљења одступају од стандардних вредности више од  $\pm 5\%$ , неопходно је итеративно понављати мерења уз подешавање радног напона рендгенске цеви, и уз повећање броја мерних тачака (односно дебљина апсорбера), или се ово одступање за одређене квалитете зрачења мора узети у обзир проширењем буџета мерне несигурности за еталонирање [18].

## 4. ИНТЕРАКЦИЈЕ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА СА МАТЕРИЈОМ

Јонизујуће зрачење представља честично или електромагнетно зрачење које услед поседовања одговарајуће количине енергије има способност да јонизује материјалну средину кроз коју се простира.

### 4.1. Јонизација и ексцитација

Јонизујуће зрачење при интеракцији са атомима и молекулима материјалне средине може извршити њихову ексцитацију или јонизацију. При интеракцији јонизујућег зрачења са електронским омотачем атома или нуклеонима језгра атома може доћи до ексцитације, која представља побуђивање честице атома на више енергетско стање, при чему побуђена честица нема довољну количину енергије да напусти структуру атома, не дајући за последицу јонизацију атома. Уколико је јонизујуће зрачење веће енергије од енергије везе честице у атому, при интеракцији ће честица стећи довољну количину енергије да савлада карактеристичну енергију везе и напусти атом, дајући за резултат наелектрисан јон [7].

### 4.2. Директно и индиректно јонизујуће зрачење

Према врсти механизма одвијања интеракција јонизујућег зрачења са материјалном средином, јонизујуће зрачење се може поделити на директно јонизујуће зрачење и индиректно јонизујуће зрачење. Директно јонизујуће зрачење врши јонизацију средине кроз коју се простира углавном путем дејства Кулонових сила између наелектрисаних честица директно јонизујућег зрачења, и електрона у електронском омотачу или позитивног наелектрисања атомског језгра. У директно јонизујуће зрачење се убрајају електрони, позитрони, протони,  $\alpha$ -честице (језгро хелијума које се састоји од два протона и два неутрона), и тешки јони (језгра атома веће атомске масе од језгра хелијума, попут литијума, берилијума итд.). У индиректно јонизујуће зрачење се убрајају ненаелектрисане честице (неутрони) и електромагнетно зрачење (фотони). Индиректно јонизујуће зрачење врши јонизацију материјалне средине стварањем секундарних наелектрисаних честица високих енергија. Фотони електромагнетног зрачења високе енергије (X- и  $\gamma$ -фотони) ће у примарним интеракцијама створити брзе електроне који своју почетну кинетичку енергију троше на секундарне јонизације материјалне средине, док неутрони при интеракцијама са средином могу генерисати различите тешке наелектрисане честице (путем нуклеарних реакција или судара са језгрима) [7].

### 4.3. Интеракције директно јонизујућег зрачења

Наелектрисане честице које чине поље директно јонизујућег зрачења или пак секундарне наелектрисане честице које настају као последица интеракција индиректног јонизујућег зрачења са материјалном средином, своју енергију депонују континуално приликом интеракција са материјалном средином. Ове интеракције могу бити нееластични судари, еластично расејање или емисија заочног зрачења приликом успоравања наелектрисане честице услед међусобног деловања Кулонових сила атома средине и наелектрисаних честица директног јонизујућег зрачења. У случају тешких наелектрисаних честица доминантан тип интеракције јесу сударни процеси и еластично расејање, док је за лаке наелектрисане честице значајан и радијативан губитак енергије [14].

Наелектрисана честица услед великог броја интеракција са материјалном средином за собом оставља траг јонизованих и ексцитованих честица средине. Уз одређену вероватноћу атомски електрон може при интеракцији стећи довољну кинетичку енергију да се удаљи од примарног јонизационог трага, услед значајног домета. Овај секундарни електрон се назива делта зраком ( $\delta$ ). Могуће је разликовати две врсте сударних процеса, меке и тврде сударе. Меки судари су најбројније интеракције наелектрисаних честица са материјалном средином, одигравајући се на великом растојању између наелектрисане честице и атома средине. При већим растојањима Кулонова сила делује на атом средине у целости, уз могућност ексцитације или јонизације неког од слабије везаних валентних електрона, при чему се електрону предаје енергија реда неколико eV. Уколико се брза наелектрисана честица креће релативно близу атома (на растојању које је приближно једнако димензијама атома), тада је реч о тврдим сударима са појединачним везаним електронима. Приликом тврдых судара долази до емисије секундарних електрона већих вредности кинетичке енергије ( $\delta$  зраци). Тврди судари се значајно ређе одигравају у поређењу са меким сударима, иако су доприноси ове две врсте сударних процеса поредиве у смислу укупног губитка енергије наелектрисане честице [14].

#### 4.3.1. Зауоставна моћ

Линеарна зауоставна моћ  $S$  наелектрисаних честица које се крећу кроз материјалну средину представља специфичан губитак енергије  $dE$  честица на делу путање  $dx$  кроз материју [7]:

$$S = -\frac{dE}{dx} \quad (4.1)$$

За тешке наелектрисане честице се специфични губитак енергије описује Бетеовом (енг. *Bethe*) формулом:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \left[ \ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right] \quad (4.2)$$

где  $v$  и  $ze$  представљају брзину и наелектрисање примарне честице ( $z$  је атомски број упадне честице, а  $e = 1,6 \times 10^{-19}$  C елементарно наелектрисање),  $N$  и  $Z$  су концентрација и атомски број атома материјалне средине, а  $m_0$  маса мировања електрона. Величина  $I$  представља средњу енергију ексцитације и јонизације материјала апсорбера. Уколико су наелектрисане честице јонизујућег зрачења нерелативистичког типа (односно  $v \ll c$ ), други и трећи члан у загради у Бетеовој формули се занемарују. Специфичан губитак енергије је знатно већи за честице мањих брзина због зависности  $\sim 1/v^2$ , дакле тешка наелектрисана честица предаје највећу количину енергије атомским електронима непосредно пред зауостављање. Фактор  $z^2$  указује на то да честице већег атомског броја (и већег наелектрисања) имају знатно већу зауоставну моћ. Такође материјали апсорбера велике електронске густине  $NZ$  ће у највећој мери бити јонизовани при интеракцији са тешким наелектрисаним честицама. При ниским енергијама наелектрисана честица везује електроне средине, што смањује њено наелектрисање све до настанка електронеутралног атома [7].

Лаке наелектрисане честице при судару са атомским електроном могу значајно променити правац кретања за разлику од тешких наелектрисаних честица, и при појединим интеракцијама могу изгубити велику количину енергије. При судару два електрона (честице јонизујућег зрачења и везаног атомског електрона) није могуће разликовати ове две честице након судара, тако да се упадним електроном сматра онај који након судара има већу енергију. За лаке наелектрисане честице специфични губитак енергије услед сударних процеса са материјалном средином се може описати следећом формулом:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{m_0 v^2} NZ \left[ \ln \frac{2m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln(2) \left( 2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + \right. \\ \left. + (1-\beta^2) + \frac{1}{8} \left( 1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right] \quad (4.3)$$

где је  $\beta = v/c$  [7].

При проласку наелектрисане честице недалеко од атомског језгра на растојањима која су мања од димензија атома преовладава Кулоновска интеракција између упадне честице и нуклеуса над интеракцијом са орбиталним електронима [14].

У општем случају укупни губици енергије од сударних процеса, еластичних расејања и емисије закочног зрачења се могу представити тоталном зауставном моћи директног јонизујућег зрачења:

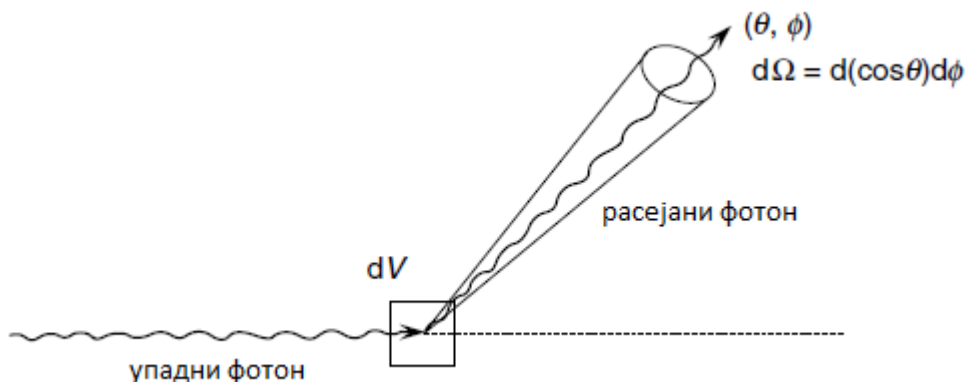
$$\left( \frac{dE}{dx} \right)_{tot} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_e + \left( \frac{dE}{dx} \right)_n + \left( \frac{dE}{dx} \right)_r \quad (4.4)$$

где сабирци представљају електронску зауставну моћ, нуклеарну зауставну моћ и радијативну зауставну моћ, респективно. Електронска зауставна моћ се односи на интеракције тешких и лаких наелектрисаних честица са атомским електронима, нуклеарна зауставна моћ на еластична расејања на нуклеусима атома, а радијативна зауставна моћ се односи на губитке емисијом закочног зрачења описане у одељку 3.2.1 [14]. Нуклеарна зауставна моћ је од значаја за тешке јоне ( $Z > 3$ ) при енергијама испод 1 MeV када је брза наелектрисана честица већ депоновала велики део енергије и захватила одређену количину електрона, док је радијативна зауставна моћ од значаја за лаке наелектрисане честице великих енергија [7].

#### 4.4. Интеракције индиректно јонизујућег зрачења

Електромагнетно индиректно јонизујуће зрачење високих енергија своју енергију троши при стохастичким интеракцијама са атомима материјалне средине, стварајући секундарне наелектрисане честице (најчешће електроне), које уз довољну предату енергију могу даље вршити јонизацију средине. Услед стохастичке природе механизма интеракције фотона са материјом, снап фотона при простирању кроз средину може доживети свега пар интеракција или чак ниједну. Све интеракције фотона се могу класификовати на процесе апсорпције или процесе расејања. Најзначајнији процеси апсорпције упадног фотона јесу фотоелектрични ефекат, производња пара електрон-позитрон, и производња триплета. Главни процеси расејања инцидентног фотона јесу кохерентно и некохерентно расејање [14].

Вероватноћа интеракције честице зрачења са атомским електроном, атомом или молекулом се квантификује микроскопским ефикасним пресеком за интеракцију  $\sigma$  [ $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$ ]. Да би се анизотропност расејања фотона могла у потпуности описати неопходно је дефинисати појам диференцијалног микроскопског ефикасног пресека за интеракцију  $d\sigma/d\Omega$ , где  $d\Omega$  представља елементарни просторни угао (слика 4.1).



Слика 4.1. Шематски приказ расејања инцидентног фотона на елементарној запремини материјалне средине  $dV$ , под поларним углом  $\theta$ , и азимуталним углом  $\varphi$ , при чему је  $d\Omega$  елементарни просторни угао. Фотон ће се расејати у део елементарни део простора дефинисан угловима  $\theta$  и  $\varphi$ , са вероватноћом  $(d\sigma/d\Omega) d\Omega$  [14].

Микроскопски ефикасни пресек за интеракцију се дефинише изразом:

$$\sigma = \int_{4\pi} \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} d\Omega = \iint_{4\pi} \frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\varphi \quad (4.5)$$

где је  $\theta$  поларни угао, а  $\varphi$  азимутални угао. У великом броју случајева диференцијални микроскопски ефикасни пресек нема зависност од азимуталног угла, тако да се може доћи до једначине која повезује диференцијални пресек по поларном углу  $d\theta$  и диференцијални пресек по просторном углу  $d\Omega$  [14]:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\theta} = 2\pi \sin \theta \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \quad (4.6)$$

#### 4.4.1. Фотоелектрични ефекат

Фотоелектрични ефекат представља интеракцију фотона са материјалном средином при чему долази до његове апсорпције. Резултат фотоелектричне апсорпције јесте избацивање и емисија високоенергетског електрона из електронског омотача са кинетичком енергијом:

$$T = h\nu - E_V \quad (4.7)$$

где је  $h\nu$  енергија инцидентног фотона, а  $E_V$  енергија везе орбиталног електрона. Микроскопски ефикасни пресек за фотоелектрични ефекат  $\sigma_{PE}$  се нагло повећава са смањењем енергије упадног фотона. У случају интеракције фотона са материјалном средином која се састоји из атома високог атомског броја ( $Z$ ) вероватноћа за појаву фотоелектричног ефекта се нагло увећава посебно при енергијама апсорпционих ивица. Апсорпционе ивице одговарају енергијама везе електрона на одговарајућим електронским нивоима (K, L, M, ...). Ако је енергија упадног фотона већа од енергије везе атомског електрона који се налази на K енергетском нивоу, при чему је разлика ове две енергије веома мала, вероватноћа за апсорпцију ће бити многоструко

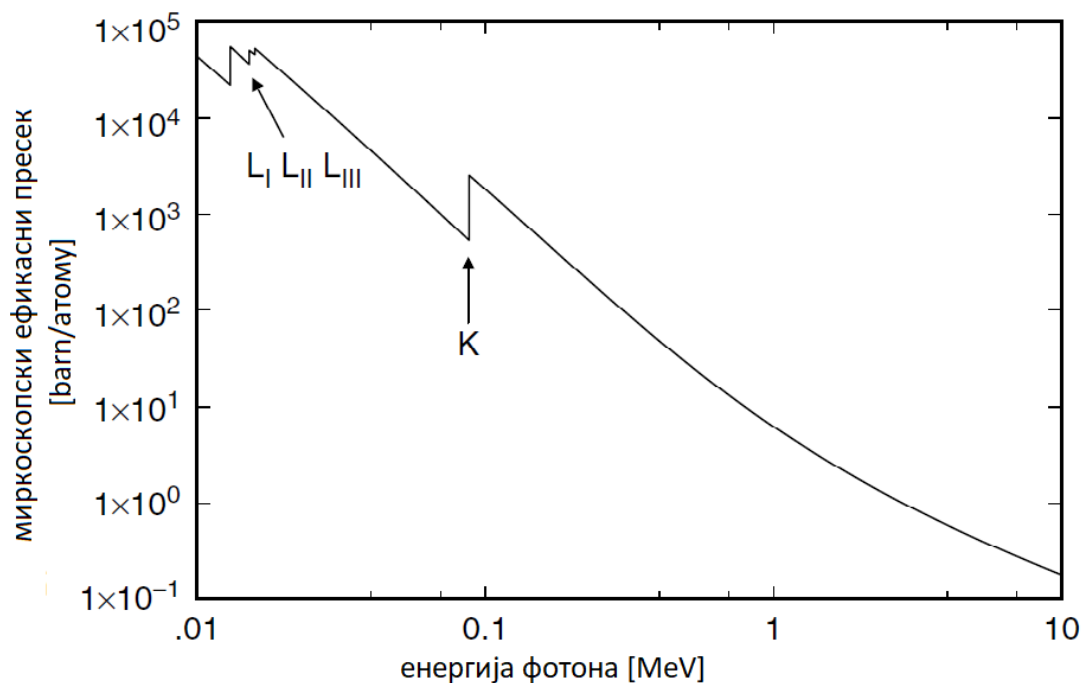
<sup>3</sup> Квант енергије фотона је дефинисан релацијом  $E = h\nu = h(c/\lambda)$ , где је  $h = 6,23 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$  Планкова константа,  $c = 3 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  брзина светлости у вакууму, а  $\nu$  и  $\lambda$  редом, фреквенција и таласна дужина електромагнетног зрачења [12].

већа. За фотоне енергија изнад енергије К апсорпционе ивице се 80% интеракција одвија са електронима везаним у К љусци омотача [14].

Енергија везе електрона у атому зависи од енергетског нивоа на којем се електрон налази, као и од наелектрисања језгра атома, што се може описати Мозлијевом (енг. *Mosley*) емпиријском релацијом:

$$W = 13,6 \text{ eV} \frac{(Z - b)^2}{n^2} \quad (4.8)$$

где 13,6 eV представља енергију јонизације атома водоника ( $Z = 1$ ),  $Z$  представља атомски број атома,  $n$  број електронског нивоа ( $n = 1$  одговара К нивоу,  $n = 2$  L нивоу, итд.), а  $b$  је параметар који описује утицај заклањања посматраног електрона другим електронима који се налазе између посматраног електрона и језгра. Валентни електрони према овом изразу имају веома ниске енергије везе (енергија неопходна за избацивање електрона из молекула биолошких материјала износи око 13 eV), док електрони нижих електронских нивоа имају значајно већу енергију за атоме великог атомског броја (параметар  $Z$  расте, док параметри  $b$  и  $n$  опадају; енергија неопходна за избацивање К електрона из атома волфрама износи око 70 keV) [14].



Слика 4.2. Зависност микроскопског ефикасног пресека за фотоелектрични ефекат од енергије инцидентног фотона, при интеракцији са атомом олова ( $Z=82$ ). Вероватноћа за фотоелектрични ефекат се повећава смањењем енергије упадног фотона, уз изражене апсорпционе ивице које одговарају енергијама везе орбиталних електрона на одређеним енергетским нивоима. Апсорпција је највероватнија уколико упадни фотон има већу енергију од енергије везе електрона, при чему је разлика енергије фотона и енергије везе минимална [14].

Вероватноћа за фотоелектричну апсорпцију је сразмерна атомском броју материјалне средине, а обрнуто сразмерна енергији фотона, тако да је изразито велика за интеракцију нискоенергетских фотона са атомима великог  $Z$ . Микроскопски ефикасни пресек за фотоелектрични ефекат је апроксимативно [19]:

$$\sigma_{PE} \cong Z^5 E^{-(7/2)} \quad (4.9)$$

Фотоелектрон се из атома емитује приближно под углом од  $90^\circ$  у односу на правац кретања инцидентног фотона за нискоенергетске фотоне, при чему се угао емисије фотоелектрона смањује са повећањем енергије фотона. Након емисије фотоелектрона, у електронском омотачу остаје ваканција која се попуњава електроном са вишег енергетског нивоа уз ослобађање енергије која се може утрошити на изотропну емисију карактеристичног X-зрачења или Ожеових електрона. Једна фотоелектрична апсорпција може проузроковати каскадне емисије флуоресцентних фотона и Ожеових електрона, резултирајући високо јонизованим атомом средине [14].

#### 4.4.2. Рејлијево кохерентно расејање

При нижим вредностима енергије инцидентног фотона може доћи до његовог расејања на електронском омотачу, при чему не долази до губитка енергије фотона. Диференцијални микроскопски ефикасни пресек за кохерентно расејање је дат релацијом:

$$\frac{d\sigma_{coh}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Th}(\theta)}{d\Omega} F^2(x, Z) \quad (4.10)$$

где  $\sigma_{Th}$  представља микроскопски ефикасни пресек за Томсоново расејање (које представља кохерентно расејање нискоенергетског фотона на слободном електрону), а  $F(x, Z)$  атомски форм фактор (представља колективни утицај свих везаних електрона у електронском омотачу), а  $x$  представља импулс предат атому мете. Атомски форм фактор има максималну вредност за  $x = 0$ , и са порастом  $x$  опада до нуле [14].

При ниским енергијама фотона микроскопски ефикасни пресек за кохерентно расејање је апроксимативно [14]:

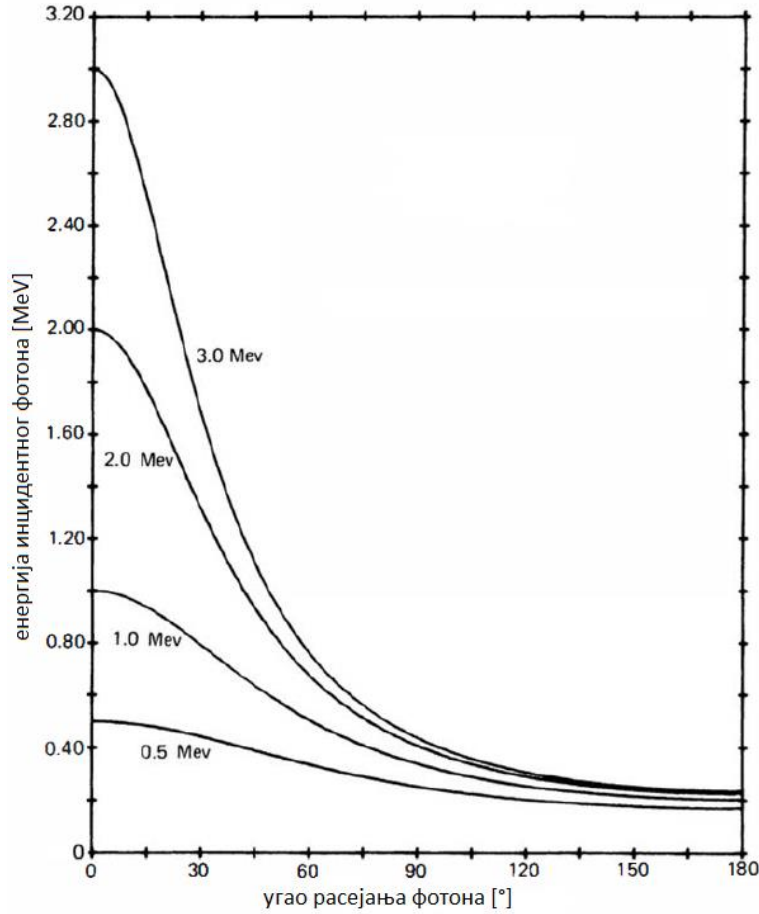
$$\sigma_{coh} \cong e\sigma_{Th}Z^2 \quad (4.11)$$

#### 4.4.3. Комптоново некохерентно расејање

У опсегу енергија од 30 keV до 30 MeV, X-зрачење и  $\gamma$ -зрачење интерагује са меким ткивом у највећој мери путем Комптоновог некохерентног расејања. При овој интеракцији фотона са материјалном средином део енергије фотона бива предат слабо везаном електрону (уз одговарајуће апроксимације се овакав електрон може сматрати слободним са становишта некохерентног расејања) [15]. Енергија расејаног фотона  $h\nu'$  је дефинисана Комптоновом једначином:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (h\nu/m_0c^2)(1 - \cos\theta)} \quad (4.12)$$

где је  $h\nu$  енергија инцидентног фотона,  $m_0c^2$  енергија мировања орбиталног електрона, а  $\theta$  угао расејања фотона. При углу расејања од  $\theta = 0^\circ$  фотон ће при интеракцији изгубити минималну количину енергије, расејавајући се унапред, док ће при расејању уназад (енг. *backscatter*) електрону предати максималну могућу енергију при овој интеракцији ( $\theta = 180^\circ$ ) [20]. На слици 4.3 је приказана зависност угла расејања од енергије фотона, за различите енергије инцидентног фотона [7].



Слика 4.3. Зависност енергије расејаних фотона од угла расејања за различите енергије инцидентних фотона. Уколико је угao расејања мали расејани фотон ће при интеракцији изгубити мали део своје почетне енергије, док при великим угловима расејања Комптоновом електрону предаје велики део своје енергије [7].

Вероватноћа за Комптоново расејање расте линеарно са повећањем атомског броја, при чему је за материјале ниског  $Z$  ово доминантна интеракција за велики део опсега енергија упадних фотона, док је за материјале високог  $Z$  овај ефекат доминантан за енергије изнад оних на којима се одиграва фотелектрична апсорпција, дакле ове две интеракције се одигравају у конкуренцији. Диференцијални микроскопски ефикасни пресек за Комптоново расејање је могуће проценити Клајн-Нишина формулом (енг. *Klein-Nishina*):

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = Zr_0^2 \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \left( 1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)(1 + \alpha(1 - \cos \theta))} \right) \quad (4.13)$$

где је  $r_0$  класичан полупречник електрона, а  $\alpha = hv/m_0c^2$ . Комптонов узмакли електрон ће своју кинетичку енергију депоновати недалеко од места расејања инцидентног фотона, док расејани фотон може иницирати потоње интеракције са материјалном средином [7].

Уколико се електрон при расејању инцидентног фотона сматра везаним неопходно је Клајн-Нишина диференцијални микроскопски ефикасни пресек кориговати функцијом некохерентног расејања  $S(x, Z)$ .

$$\frac{d\sigma_{Incoh}(\theta)}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{KN}(\theta)}{d\Omega} S(x, Z) \quad (4.14)$$



Као и атомски форм фактор ова функција зависи од импулса предатог целокупном атому и од атомског броја, и представља вероватноћу за избацивање електрона из електронског омотача при предаји импулса  $x$  атому.  $S(x, Z)$  је монотono растућа ограничена функција. Вредност функције се увећава са порастом импулса  $x$  (односно са порастом енергије и угла расејања фотона), а ограничена је вредношћу  $Z$ , када се диференцијални микроскопски ефикасни пресек за некохерентно расејање своди на Клајн-Нишина диференцијални микроскопски ефикасни пресек [14].

#### 4.4.4. Производња пара електрон-позитрон и производња триплета

Интеракција при којој долази до апсорпције инцидентног фотона у електричном пољу нуклеуса или електричном пољу орбиталног електрона представља производњу пара електрон-позитрон односно производњу триплета [14]. Уколико инцидентни фотон има енергију већу од двоструке вредности енергије мировања електрона ( $h\nu > 2m_0c^2$ ) процес производње пара електрон-позитрон је физички могућ, иако постаје доминантан процес интеракције тек на енергијама од неколико десетина MeV [7]. Према закону одржања енергије новонастале честице (електрон и позитрон) деле вишак енергије ослобођен при интеракцији у виду кинетичке енергије:

$$T^- + T^+ = h\nu - 2m_0c^2 \quad (4.15)$$

где су  $T^-$  и  $T^+$  кинетичке енергије електрона и позитрона, респективно [14]. Позитрон и електрон своју кинетичку енергију депонују путем интеракција директног јонизујућег зрачења са материјалном средином, при чему електрон на крају своје путање бива захваћен од стране атома средине, а позитрон бива анихилиран. Анихилација представља рекомбинацију позитрона и слободног електрона, уз емисију два  $\gamma$  фотона енергије  $m_0c^2 = 511 \text{ keV}$  [20].

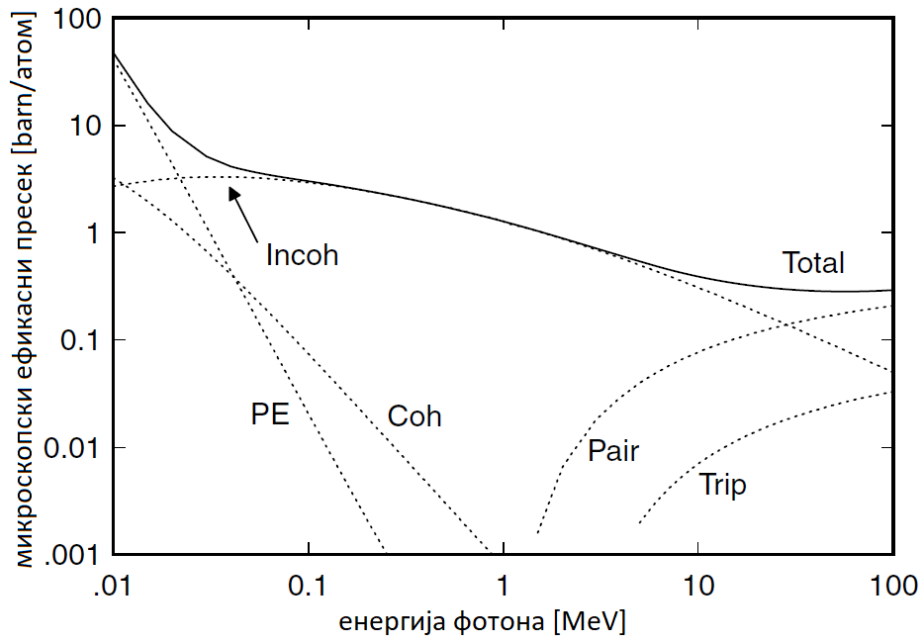
Уколико се процес производње пара одвија у електричном пољу орбиталног електрона, доћи ће до његовог узмицања приликом настанка пара електрон-позитрон. Три настале честице секундарног директног јонизујућег зрачења се називају триплетом. Енергетски праг за одвијање ове интеракције коју инцидентни фотон мора савладати износи  $4m_0c^2$ . Микроскопски ефикасни пресек за интеракцију је једнак нули испод енергије прага, док је изнад одговарајуће енергије прага  $\sigma_{pp} \propto Z^2$  за производњу пара, и  $\sigma_{pt} \propto Z$  за производњу триплета. За атоме велике вредности атомског броја поменуте зависности микроскопских ефикасних пресека за интеракције опадају услед слабљења интензитета електричног поља атома мете услед утицаја атомских електрона околних атома [14].

#### 4.4.5. Атенуација снопа индиректног јонизујућег зрачења

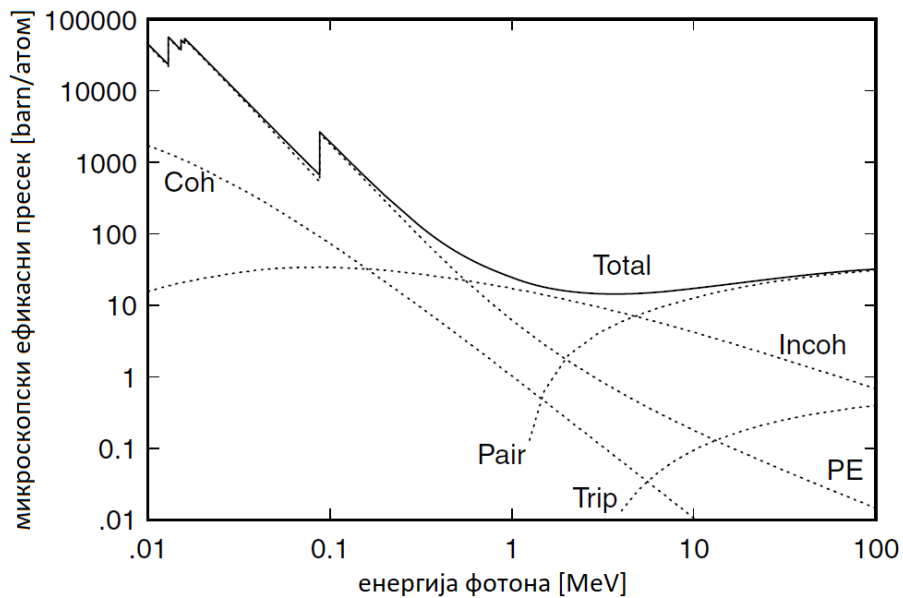
Услед стохастичке природе интеракције индиректног јонизујућег зрачења са материјалном средином неопходно је дефинисати коефицијенте интеракције ради квантификовања мере слабљења инцидентног снопа фотона приликом проласка кроз медијум познате димензије. Најпре је неопходно познавати зависност тоталног микроскопског ефикасног пресека за било коју интеракцију апсорпције или расејања фотона у материјалној средини од енергије инцидентног фотона. Тотални микроскопски ефикасни пресек представља збир микроскопских ефикасних пресека за сваку интеркацију од значаја:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{PE} + \sigma_{Coh} + \sigma_{Incoh} + \sigma_{pp} + \sigma_{pt} + \dots \quad (4.16)$$

где су  $\sigma_{PE}$ ,  $\sigma_{Coh}$ ,  $\sigma_{Incoh}$ ,  $\sigma_{pp}$ ,  $\sigma_{pt}$  микроскопски ефикасни пресеци за фотоелектричну апсорпцију, Рејлијево кохерентно расејање, Комптоново некохерентно расејање, производњу пара електрон-позитрон и производњу триплета, респективно. На сликама 4.4 и 4.5 су приказане зависности тоталног микроскопског ефикасног пресека за интеракцију инцидентног фотона, и пресека за поједине интеракције са атомом угљеника  $^{12}_6C$  и атомом олова  $^{207}_{82}Pb$  [14].



Слика 4.4. Зависност тоталног микроскопског ефикасног пресека за интеракцију и пресека за фотоефекат (PE), Комптоново расејање (Incoh), Рејлијево расејање (Coh), производњу пара електрон-позитрон (Pair) и производњу триплета (Trip) од енергије инцидентног фотона за атом угљеника [14].



Слика 4.5. Зависност тоталног микроскопског ефикасног пресека за интеракцију и пресека за фотоефекат (PE), Комптоново расејање (Incoh), Рејлијево расејање (Coh), производњу пара електрон-позитрон (Pair) и производњу триплета (Trip) од енергије инцидентног фотона за атом олова [14].

На основу претходних слика се може закључити да је интеракција фотоелектричне апсорпције преовлађујући механизам интеракције за нискоенергетске фотоне у случају материјала малог  $Z$  као и материјала великог  $Z$ , при чему су код материјала великог  $Z$  изражене апсорпционе ивице. Фотоелектрични ефекат се на овим енергијама одиграва у конкуренцији са Комптоновим и Рејлијевим расејањем што је од значаја за различите технике медицинског имиџинга заснованих на примени нискоенергетских фотона (фотоелектрична апсорпција представља користан сигнал при формирању медицинске слике, док интеракције расејања представљају нежељене артефакте). У домену средњих енергија фотона је доминантан механизам интеракције некохерентног Комптоновог расејања, док је у домену високих

енергија приметан пораст микроскопских ефикасних пресека за производњу пара и производњу триплета. Производња триплета је од већег значаја за атоме малог  $Z$ , у поређењу са атомима великог  $Z$ . Кохерентно Рејлијево расејање ни у ком опсегу енергија фотона није доминантан механизам интеракције. Иако јесте вероватније од Комптоновог расејања на веома ниским енергијама, фотоелектрична апсорпција има много већу вероватноћу одигравања [7] [14].

На макроскопском нивоу се вероватноћа интеракције снопа фотона са материјалном средином квантификује помоћу коефицијента интеракције под називом линеарни коефицијент атенуације (или макроскопски ефикасни пресек за интеракцију). Линеарни коефицијент атенуације  $\mu$  се са микроскопским ефикасним пресеком доводи у везу релацијом:

$$\mu = N\sigma_{\text{tot}} = \frac{N_A}{A}\rho \cdot \sigma_{\text{tot}} \quad (4.17)$$

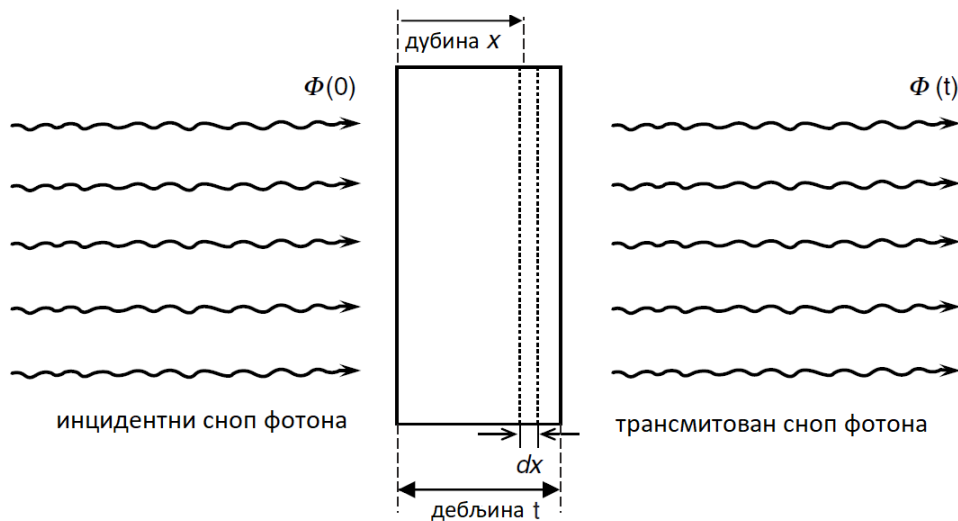
где су  $N_A = 6,02 \times 10^{23}$  атома/mol Авогадров број,  $A$  релативна атомска маса атома средине,  $\rho$  густина материјалне средине,  $\sigma_{\text{tot}}$  тотални микроскопски ефикасни пресек. Линеарни коефицијент атенуације представља способност материјала да из примарног инцидентног снопа фотона уклони фотоне путем интеракција расејања и апсорпције. Према апроксимацији геометрије узаног снопа фотона се сматра да се сваки инцидентни фотон који доживи бар једну интеракцију са материјалном средином ни на који начин не може вратити у примарни сноп. Одлив фотона из примарног снопа се може записати као:

$$d\Phi = -\mu\Phi(x)dx \quad (4.18)$$

где  $d\Phi$  представља флуенс фотона уклоњених проласком кроз материјал дебљине  $dx$ . Интеграцијом претходне једначине дуж коначне дебљине материјала  $t$  се добија експоненцијални закон атенуације инцидентног снопа зрачења:

$$\Phi(t) = \Phi(0)e^{-\mu t} \quad (4.19)$$

где  $\Phi(0)$  и  $\Phi(t)$  представљају флуенс фотона инцидентног снопа и трансмитованог снопа, респективно [14].



Слика 4.6. Графички приказ атенуације примарног снопа фотона приликом проласка кроз материјал дебљине  $t$ , линеарног коефицијента атенуације  $\mu$  [14].

Дебљина полуслабљења инцидентног снопа представља ону дебљину апсорбера која при интеракцијама са примарним снопом флуенса  $\Phi(0)$  даје за резултат трансмитовани сноп два пута мањег флуенса од инцидентног снопа. На основу једначине 4.19 се добија израз за дебљину полуслабљења [14]:

$$HVL = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (4.20)$$

Коефицијенти интеракције фотона са материјалном средином који се користе за описивање преноса енергије снопа фотона на медијум се називају масени коефицијент преноса енергије и масени коефицијент апсорпције енергије. Масени коефицијент преноса енергије описује који део енергије примарног инцидентног снопа фотона ће бити конвертован у кинетичку енергију секундарних наелектрисаних честица (електрона). Масени коефицијент преноса енергије је дефинисан релацијом [14]:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\langle T \rangle}{hv} \quad (4.21)$$

где  $\mu/\rho$  представља масени коефицијент атенуације,  $hv$  енергију монохроматског инцидентног снопа фотона и  $\langle T \rangle$  математичко очекивање кинетичке енергије секундарних електрона насталих у интеракцијама примарног снопа фотона са средином. Масени коефицијент преноса енергије се може представити и као сума масених коефицијената преноса енергије (са тежинским факторима  $f_i$  за сваку од значајних интеракција фотона) [14]:

$$\frac{\mu_{tr}}{\rho} = \sum_i f_i \frac{\mu_i}{\rho} \quad (4.22)$$

Секундарне наелектрисане честице приликом депозиције своје кинетичке енергије у средини могу генерисати фотоне закочног зрачења, анихилационе фотоне или карактеристичне фотоне који са собом могу однети значајан део предате енергије примарног снопа. Узимајући ове ефекте у обзир могуће је дефинисати масени коефицијент апсорпције енергије [14]:

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \sum_i (1 - g_i) f_i \frac{\mu_i}{\rho} = (1 - g) \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (4.23)$$

где  $g$  представља део кинетичке енергије емитован у виду претходно поменутих фотона. При интеракцији нискоенергетских фотона са материјалом ниског  $Z$  масени коефицијенти преноса и апсорпције енергије су приближно једнаки јер не постоје значајни радијативни губици, док код материјала високог  $Z$ , услед постојања апсорпционих ивица долази до значајне емисије карактеристичног зрачења. Такође, при интеракцији високоенергетских фотона се ова два коефицијента интеракције значајно разликују услед значајне емисије закочног и анихилационог зрачења [14].

## 5. ФИЗИЧКЕ ВЕЛИЧИНЕ У ДОЗИМЕТРИЈИ И ЗАШТИТИ ОД ЗРАЧЕЊА

У циљу мерења јонизујућег зрачења и испитивања ефеката јонизујућег зрачења на материјалну средину, биолошка ткива и органе, неопходно је дефинисати квантитативне величине у области дозиметрије и заштите од зрачења.

### 5.1. Радиометријске величине

Карактеризација инцидентног поља зрачења које се састоји од честица директног и индиректног јонизујућег зрачења се врши помоћу радиометријских физичких величина. Радиометријске величине се користе за карактеризацију поља зрачења или путем броја честица инцидентног снопа јонизујућег зрачења, или пак путем енергије коју поље зрачења са собом носи. Радиометријске величине такође могу бити скаларне и векторске. Векторске радиометријске величине су од значаја за теоријска разматрања простирања поља зрачења, иако нису од значаја за одређивање одговарајућих скаларних дозиметријских величина које не зависе од правца простирања флуенса зрачења [21].

Основне скаларне радиометријске величине јесу број честица  $N$  (представља бездимензиону величину која се односи на број емитованих, пренетих и предатих честица), и енергија зрачења  $R$  (енергија коју са собом носи емитовано, пренето или предато јонизујуће зрачење, не укључујући енергије мировања честица). Диференцирањем основних скаларних величина по различитим варијаблама (време, површина, запремина, правац кретања, енергија) се могу извести све остале радиометријске величине. За моноенергетски снап честица енергије  $E$ , расподела честица по енергијама не постоји, тако да је енергија зрачења једнака  $R=NE$ . Уколико снап честица јонизујућег зрачења није моноенергетски, диференцирањем по енергији честица је могуће одредити број честица, односно енергију поља зрачења у интервалу енергија  $(E, E + dE)$  [21]:

$$N_E = \frac{dN}{dE} \quad (5.1)$$

$$R_E = \frac{dR}{dE} \quad (5.2)$$

Честични флуенс и флуенс енергије представљају увећање броја честица  $dN$  односно енергије честица  $dR$  за интервал времена  $(t, t + dt)$  [21]:

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} \quad (5.3)$$

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} \quad (5.4)$$

Најважније скаларне радиометријске физичке величине јесу честични флуенс и флуенс енергије. Честични флуенс ( $\Phi$ ) представља број инцидентних честица јонизујућег зрачења  $dN$  који наилази на сферну запремину од интереса највећег попречног пресека,  $dA$  [22]:

$$\Phi = \frac{dN}{dA} [\text{m}^{-2}] \quad (5.5)$$

При дефинисању честичног флуенса се сматра да је правац кретања честица нормалан на попречни пресек сфере  $dA$ . Флуенс енергије представља број инцидентних честица енергије зрачења  $R$ , који наилази на запремину од интереса попречног пресека  $dA$ . Честични флуенс је

погодан за описивање поља зрачења директног јонизујућег зрачења, док је флуенс енергије погодан за описивање поља зрачења које се састоји из фотона. Флуенс енергије је дефинисан следећом релацијом [22]:

$$\Psi = \frac{dR}{dA} \text{ [J m}^{-2}\text{]} \quad (5.6)$$

Реална поља зрачења није могуће сматрати моноенергетским, тако да је у релације 5.1 и 5.2 неопходно увести зависност од енергије, чиме се дефинишу величине под називом спектрални флуенс и спектрални флуенс енергије. Ове две величине су дефинисане релацијама:

$$\Phi_E(E) = \frac{d\Phi(E)}{dE} = \frac{d^2N(E)}{dAdE} \quad (5.7)$$

$$\Psi_E(E) = \frac{d\Psi(E)}{dE} = \frac{d^2R(E)}{dAdE} \quad (5.8)$$

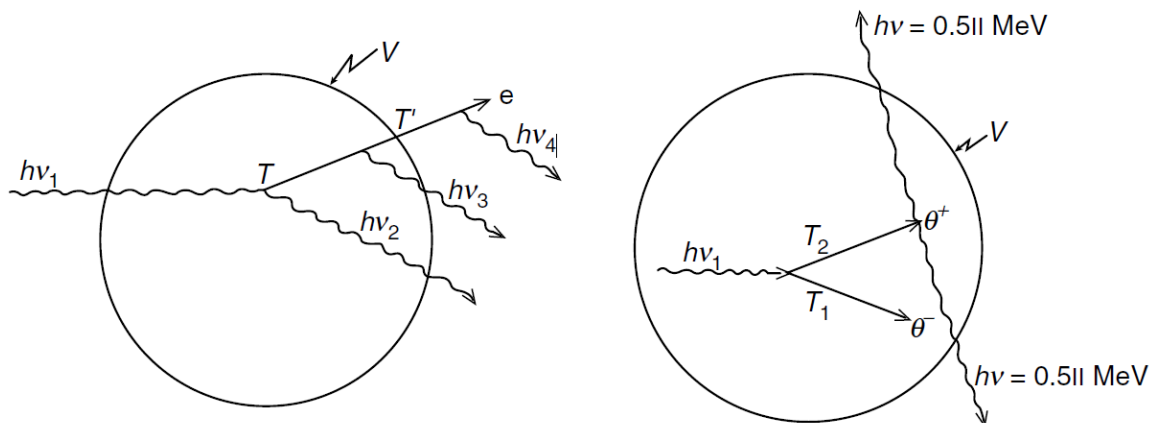
где су  $\Phi_E(E)$  и  $\Psi_E(E)$  спектрални честични флуенс и спектрални флуенс енергије, респективно [21].

## 4.2. Микродозиметријске величине

Интеракције честица јонизујућег зрачења са запремином од интереса микрометарских димензија су стохастички процеси, тако да су микродозиметријске величине стохастичке физичке величине. Предата енергија у запремини од интереса се дефинише као:

$$\epsilon = R_{in} - R_{out} + \sum Q \text{ [J]} \quad (5.9)$$

где су  $R_{in}$  и  $R_{out}$  енергије честица директног и индиректног јонизујућег зрачења које улазе и напуштају запремину од интереса, респективно (без урачунавања енергија мировања честица јонизујућег зрачења), а  $\sum Q$  је једнак збиру свих промена у енергијама мировања нуклеуса и елементарних честица у било којим интеракцијама јонизујућег зрачења унутар запремине од интереса [1]. На слици 5.1 је графички приказан концепт предате енергије  $\epsilon$  елементарној запремини  $V$  [14].



Слика 5.1. Илустрација концепта предате енергије  $\epsilon$  елементарној запремини  $V$  [14].

На слици лево високоенергетски фотон енергије  $hv_1$  при интеракцији Комптоновог расејања у запремини  $V$ , део своје енергије предаје електрону почетне кинетичке енергије  $T$ , при чему се расејава и напушта запремину са енергијом  $hv_2$ . Секундарни електрон при интеракцији са запремином од интереса генерише фотон енергије  $hv_3$  након чега је напушта са кинетичком енергијом  $T'$ . Ван запремине од интереса Комптонов електрон при интеракцији

са материјалном средином генерише фотон енергије  $h\nu_4$ . Промена у енергијама мировања при поменутиим интеракцијама не постоји тако да је  $\sum Q = 0$ . Предата енергија при интеракцијама на слици лево је једнака [14]:

$$\epsilon = (h\nu_1) - (h\nu_2 + h\nu_3 + T') + 0 \quad (5.10)$$

На слици десно долази до емисије високоенергетског фотона енергије  $h\nu_1$  унутар запремине од интереса, који унутар запремине подлеже интеракцији производње пара електрон-позитрон кинетичких енергија  $T_1$  и  $T_2$ , респективно. Позитрон се при депоновању своје кинетичке енергије унутар запремине анихилира са слободним електроном, резултирајући емисијом два анихилациона фотона. Анихилациони фотони енергије  $h\nu$  напуштају запремину од интереса. Предата енергија при интеракцијама на слици десно је једнака [14]:

$$\epsilon = (0) - (2h\nu) + (h\nu_1 - 2m_0c^2 + 2m_0c^2) \quad (5.11)$$

Линијска енергија и специфична енергија представљају микродозиметријске величине које описују количину предате и депоноване енергије, респективно, при једној интеракцији којом долази до преноса енергије на елементарну запремину. Линијска енергија и специфична енергија, редом, се дефинишу релацијама:

$$y = \frac{\epsilon_s}{\bar{l}} \quad (5.12)$$

$$z = \frac{\epsilon}{m} \quad (5.13)$$

где  $\epsilon_s$  и  $\epsilon$  представљају пренету и предату енергију при једној интеракцији, респективно,  $m$  представља масу елементарне запремине,  $\bar{l}$  средњу дужину тетиве елементарне запремине. Услед стохастичке природе линијске и специфичне енергије, могуће им је придружити функције густине вероватноће [21].

### 5.3. Дозиметријске величине

Ради квантификовања мере интеракције поља јонизујућег зрачења описаног радиометријским величинама, неопходно је дефинисати детерминистичке дозиметријске величине које омогућавају процену и мерење количине енергије депоноване у запремини од интереса.

#### 5.3.1. Апсорбована доза

Апсорбована доза је основна дозиметријска величина која представља средњу предату енергију насталу у интеракцијама директног и индиректног јонизујућег зрачења у елементарној запремини масе  $dm$ :

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \text{ [J kg}^{-1}\text{]} \quad (5.14)$$

Јединица мере за апсорбовану дозу је греј ( $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$ ) [1]. За димензије елементарне запремине које су приближно микродозиметријске апсорбована доза одговара средњој специфичној енергији  $\bar{z}$  [21].

#### 5.3.2. Експозициона доза

За поља индиректног фотонског јонизујућег зрачења се додатно дефинишу две дозиметријске величине, експозиција и керма. Експозиција је најстарија дозиметријска величина, дефинисана искључиво за интеракције поља зрачења фотона у ваздуху. Експозиција је једнака количини наелектрисања коју инцидентни фотони генеришу у интеракцијама са елементарном запремином ваздуха масе  $dm$ :

$$X = \frac{dQ}{dm} [\text{C kg}^{-1}] \quad (5.15)$$

где је  $dQ$  укупна количина наелектрисања која настане при интеракцијама секундарних наелектрисаних честица унутар или изван запремине од интереса [22]. У количину наелектрисања  $dQ$  нису урачунате јонизације материјалне средине путем интеракција емитованих фотона закочног зрачења [21].

### 5.3.3. Керма

Керма (енг. *kinetic energy released per unit mass*) је детерминистичка величина која се дефинисана за поља индиректног јонизујућег зрачења, и представља средњу количину енергије која се утроши на генерисање секундарних наелектрисаних честица. Пренос енергије фотона на запремину од интереса се одвија у две фазе, где се у првој фази енергија фотона претвара у кинетичку енергију секундарних електрона путем фотоелектричне апсорпције, Комптоновог расејања итд., који у другој фази у интеракцијама ексцитације и јонизације материјалне средине троше своју енергију [22]. Керма се дефинише релацијом [1]:

$$K = \frac{d\bar{E}_{tr}}{dm} [\text{J kg}^{-1}] \quad (5.16)$$

где  $\bar{E}_{tr}$  представља средњу пренету енергију индиректног јонизујућег зрачења на секундарне наелектрисане честице. Енергија коју поље фотонског зрачења преда материјалној средини преко секундарних електрона се може раздвојити на енергију утрошену сударним интеракцијама секундарних електрона (меки и тврди судари), или радијативним процесима (закочно зрачење и анихилација пара електрон-позитрон). Укупна керма се према претходно наведеном може поделити на сударну и радијативну керму. Сударна керма  $K_{col}$  се односи искључиво на секундарне електроне који своју енергију троше на кулоновске интеракције са атомским електронима унутар запремине од интереса, док се радијативна керма  $K_{rad}$  односи на емисију фотона приликом успоравања и интеракција секундарних електрона у материјалној средини. Сударна керма се може дефинисати помоћу радиометријских величина и одговарајућих коефицијента интеракције јонизујућег зрачења са материјалном средином:

$$K_{col} = \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right) dE = \Psi \left( \frac{\bar{\mu}_{en}}{\rho} \right) \quad (5.17)$$

где су  $\Psi_E(E)$  спектрални флуенс енергије и  $\mu_{en}/\rho$  масени коефицијент апсорпције енергије дефинисан у једначини 4.23 [22]. Укупна керма се на сличан начин дефинише помоћу спектралног флуенса енергије и коефицијента преноса енергије (једначина 4.22) [21]:

$$K = \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right) dE = \Psi \left( \frac{\bar{\mu}_{tr}}{\rho} \right) \quad (5.18)$$

Екпозиција се такође може дефинисати преко радиометријских величина, с обзиром на то да у опсегу фотона нижих енергија емисија закочног зрачења није од значаја:

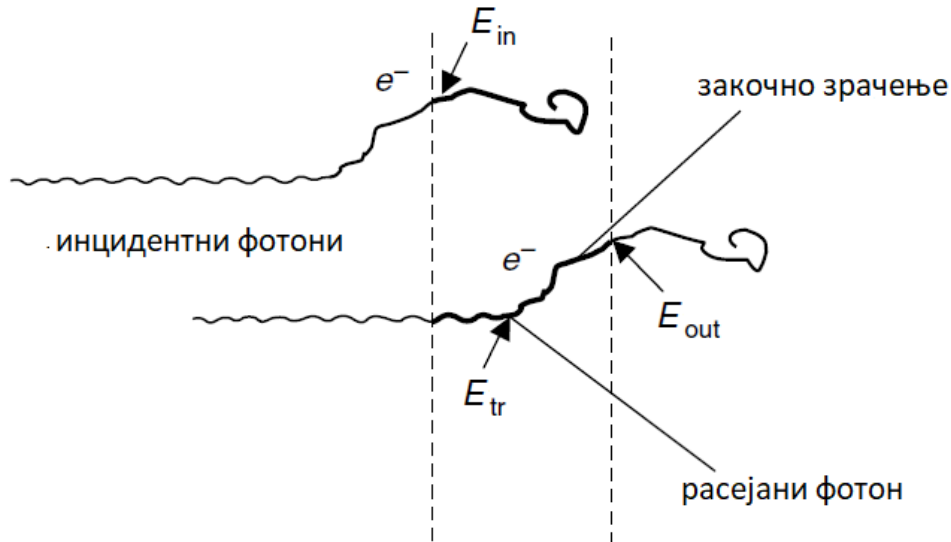
$$X \approx \frac{e}{W} \int \Phi_E E \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) dE \approx \frac{e}{W} \int \Phi_E E \frac{\mu_{en}}{\rho} dE \quad (5.19)$$

где  $e$  представља елементарно наелектрисање,  $W$  средњу енергију потребну за стварање парова наелектрисања јон-електрон у ваздуху, а  $g$  део кинетичке енергије секундарних електрона изгубљених путем радијативних процеса [21].



### 5.3.4. Равнотежа наелектрисаних честица

Равнотежа наелектрисаних честица (енг. *charged particle equilibrium*, CPE) постоји у запремини од интереса  $V$  уколико за сваку наелектрисану честицу која напусти ту запремину, постоји честица исте врсте и исте енергије која у ту запремину улази. За поља зрачења која се састоје од фотона се овај појам односи на равнотежу секундарних електрона [14].



Слика 5.2. Илустрација преноса енергије инцидентних фотона на секундарне електроне. Пренос енергије фотона на секундарни електрон унутар запремине од интереса се описује пренетом енергијом ( $E_{tr}$ ). Уколико је сваки електрон енергије  $E_{out}$  који напусти запремину, замењен електроном енергије  $E_{in}$  који улази у запремину, тада постоји електронска равнотежа. Под оваквим условима су предата и пренета енергија (апсорбована доза и сударна керма) једнаке [14].

Уколико се посматра танак слој материјала на који наилазе инцидентни фотони, услед стохастичке природе интеракције фотона са материјалном средином, фотон може интераговати са материјалном средином ван посматраног танког слоја стварајући секундарни електрон ван запремине од интереса (слика 5.2). На својој путањи електрон може ући у запремину од интереса ( $E_{in}$ ) где путем екситација и јонизација депонује своју енергију. Ипак, фотон може створити секундарни електрон у самој запремини од интереса што представља пренету енергију фотона на секундарни електрон ( $E_{tr}$ ). Секундарни електрон који је настао у запремини од интереса може имати довољну кинетичку енергију да је напусти ( $E_{out}$ ). Уколико за сваки електрон који напусти запремину постоји електрон који је у запремину ушао, важи да је  $E_{in} = E_{out}$ , односно према једначини 5.9 важи  $\epsilon = E_{tr} - E_{out} + E_{in} \Rightarrow \epsilon = E_{tr}$ . Услед постојања електронске равнотеже, предата енергија је једнака пренетој енергији на микродозиметријском нивоу, што усредњавањем на макроскопском нивоу резултира једнакости апсорбоване дозе и сударне керме у средини у којој је CPE успостављена:

$$D_{sr} = (K_{col})_{sr} = \int_0^{E_{max}} \Psi_E(E) \left( \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} \right)_{sr} dE \quad (5.20)$$

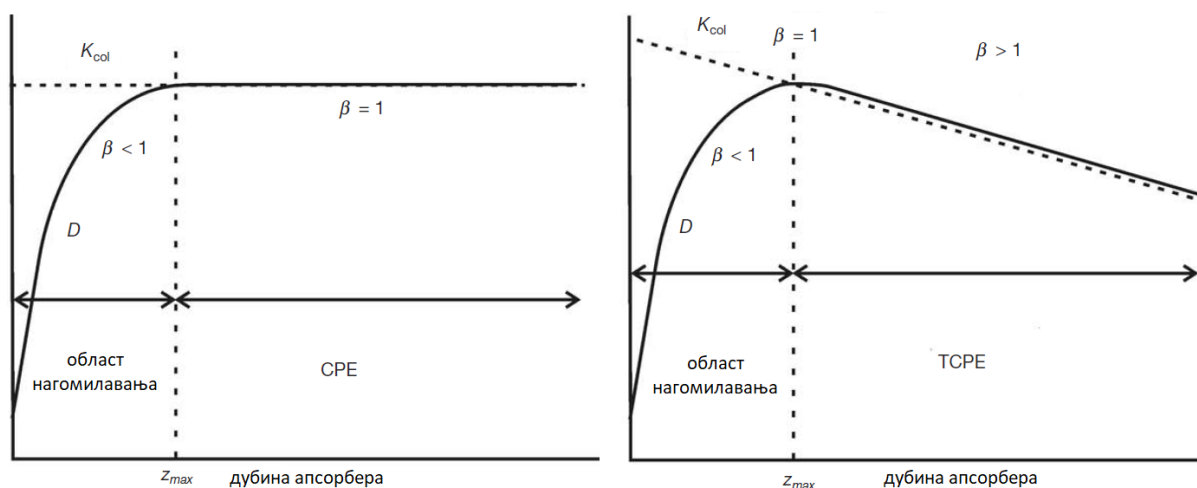
што омогућава везу између апсорбоване дозе и флуенса енергије за дату средину [14].

Сударна керма има максималну вредност на површини материјала услед највећег флуенса фотона пре атенуације у том материјалу, при чему се апсорбована доза у материјалу повећава са повећањем дубине у материјалу до максималне вредности апсорбоване дозе за дубину  $z_{max}$ . Уколико атенуација снопа инцидентних фотона у материјалу не би постојала, након области нагомилавања (област увећања апсорбоване дозе) би уследила област у којој је успостављена

електронска равнотежа (CPE). У реалним ситуацијама услед слабљења и расејања снопа инцидентних фотона при интеракцијама са материјалом, настаје област у којој постоји прелазна равнотежа наелектрисаних честица (енг. *transient charged particle equilibrium*, TCPE). Апсорбована доза је при постојању прелазне равнотеже једнака сударној керми, односно:

$$D_{sr} = (K_{col})_{sr} = K_{Sr}(1 - g) \quad (5.21)$$

где  $g$  представља део енергије изгубљен услед емисије фотона насталих при интеракцијама секундарних електрона са средином. На слици 5.3 је приказана зависност апсорбоване дозе и керме од дубине у апсорберу [22].



**Слика 5.3.** Зависност апсорбоване дозе и керме од дубине апсорбера при интеракцији снопа фотона са материјалом. Керма има максималну вредност на површини апсорбера услед максималне неатенуиране вредности флуенса фотона. Приликом интеракција у материјалу долази до повећања апсорбоване дозе до максималне вредности за дубину  $z_{max}$ . За дубине веће од  $z_{max}$  у случају постојања равнотеже наелектрисаних честица (CPE) сударна керма и апсорбована доза су једнаке (слика лево), док у случају прелазне равнотеже наелектрисаних честица (TCPE) керма и апсорбована доза опадају по закону експоненцијалног слабљења снопа индиректног јонизујућег зрачења (слика десно) [22].

#### 5.4. Дозиметријске величине у области заштите од зрачења

У области заштите од зрачења се дефинишу физичке величине које се користе у сврху квантификавања биолошких ефеката јонизујућег зрачења на ткива и органе, као последица јонизације атома и молекула у ћелијама. У зависности од интензитета поља зрачења могуће је разликовати две врсте биолошких ефеката, детерминистичке и стохастичке ефекте јонизујућег зрачења. При високим вредностима апсорбоване дозе изнад одговарајућег прага дозе, са сигурношћу се може очекивати појава детерминистичких ефеката јонизујућег зрачења, док је при ниским вредностима дозе неопходно дефинисати вероватноћу појаве стохастичких ефеката јонизујућег зрачења. При високим вредностима дозе се поред детерминистичких ефеката могу појавити и одложени стохастички ефекти са великом вероватноћом [19].

Стохастички ефекти јонизујућег зрачења су засновани на ефектима јонизујућег зрачења на нивоу молекула дезоксирибонуклеинске киселине (ДНК), при чему долази до прекида једног или оба ланца молекула ДНК уз могућност неодговарајуће репарације молекула и појаве мутација које могу довести до појаве малигнух тумора. Детерминистички ефекти се могу описати појавом акутног радијационог синдрома, при чему долази до тренутног уништавања

ћелија услед дејства високих доза јонизујућег зрачења. Уколико је средња апсорбована доза испод 500 mGy не постоји појава детерминистичких ефеката. При апсорбованој дози од 3 Gy започиње уништавање коштане сржи, која се може поправити уколико је доза нижа од 6 Gy. Доза од 5 Gy се сматра полуплеталном апсорбованом дозом, јер је без медицинског третирања озраченог појединца вероватноћа за смртни исход 50%. Изнад 10 Gy долази до оштећења система органа за варење, а изнад 15 Gy до оштећења централног нервног система, и уништења основних виталних функција организма. При апсорбованим дозама изнад 10 и 15 Gy је смртан исход појединца неизбежан у року од неколико недеља, односно неколико сати након озрачивања, респективно [19].

#### 5.4.1. Еквивалентна доза

Еквивалентна доза представља апсорбовану дозу у одређеном органу или ткиву Т услед дејства јонизујућег зрачења квалитета R. Међународна комисија за заштиту од зрачења (енг. *International Commission on Radiological Protection, ICRP*) је ову величину дефинисала ради кванитификовања мере појаве биолошких ефеката јонизујућег зрачења у одређеном ткиву или органу под дејством различитих поља јонизујућег зрачења. Еквивалентна доза је дефинисана релацијом:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \text{ [J kg}^{-1}\text{]} \quad (5.22)$$

где  $D_{T,R}$  представља апсорбовану дозу у органу или ткиву Т под дејством поља зрачења врсте R, а  $w_R$  представља радијациони тежински фактор, који представља карактеристику одређене врсте поља зрачења. Јединица мере за еквивалентну дозу је такође  $\text{J kg}^{-1}$ , као и за апсорбовану дозу и керму, при чему се ради разликовања дозиметријских величина и величина у заштити од зрачења, ова јединица мере назива сиверт ( $1 \text{ J kg}^{-1} = 1 \text{ Sv}$ ). За фотоне и електроне било које енергије је  $w_R = 1$ , за алфа честице и тешке јоне  $w_R = 20$ , док је за неутроне  $w_R \in [5; 20]$  у зависности од енергије неутрона [19].

#### 5.4.2. Ефективна доза

Вероватноћа за појаву стохастичких биолошких ефеката јонизујућег зрачења зависи и од врсте ткива или органа који је озрачен различитим пољима јонизујућег зрачења. ICRP дефинише ефективну дозу као апсорбовану дозу на нивоу целог организма, сумиране за сваки орган или ткиво Т, и квалитет зрачења R. Ефективна доза се дефинише релацијом:

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_T w_T \sum_R w_R D_{T,R} \text{ [J kg}^{-1}\text{]} \quad (5.23)$$

где  $w_T$  представља ткивни тежински фактор, који представља карактеристику одређеног ткива или органа, а  $H_T$  еквивалентну дозу у ткиву или органу Т. Јединица мере за ефективну дозу је такође сиверт. Ткивни тежински фактор има нешто веће вредности у случају гонада  $w_T = 0,2$ , коштане сржи, дебелог црева, плућа и абдомена  $w_T = 0,12$ , док је у случају јетре, и тироидне жлезде  $w_T = 0,05$  [19].

Иако су величине у области заштите од зрачења неопходна замена за средњу дозу испоручену неком ткиву или органу  $D_T$ , ове физичке величине су подложне променама, пратећи новије публикације ICRP [19].

### 5.4.3. Границе излагања јонизујућем зрачењу

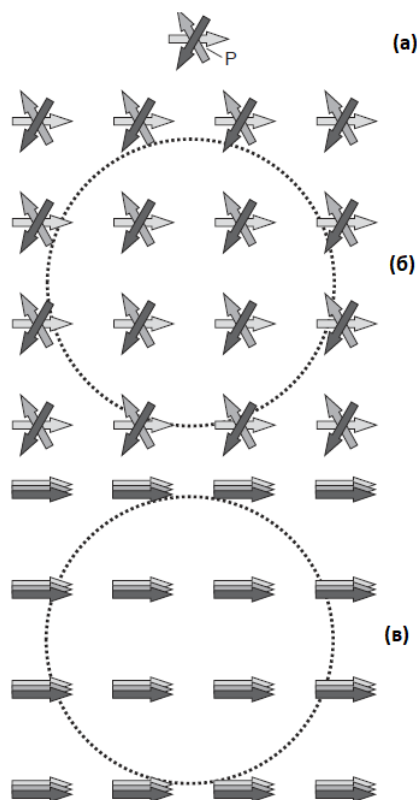
Ефективна и еквивалентна доза се користе за одређивање граница излагања јонизујућем зрачењу. Постоје посебне границе излагања за становништво и за професионално изложена лица, дефинисане на годишњем нивоу. Горња граница ефективне дозе за цело тело за становништво износи 1 mSv годишње, док је за професионално изложена лица ова граница 20 mSv за период од годину дана, односно 100 mSv за период од 5 година, при чему ни у којој години професионално изложено лице не сме примити дозу већу од 50 mSv. Граничне вредности еквивалентне дозе за екстремитете и кожу, и за очно сочиво професионално изложених лица износе респективно, 500 mSv и 20 mSv годишње. Горња граница од 500 mSv представља праг појаве детерминистичких ефеката одређеног органа, ради превенције акутног радијационог синдрома (попут еритема на кожи) [23]. Професионално изложена лица се могу поделити на лица категорије А уколико на годишњем нивоу могу примити ефективну дозу већу од 6 mSv, или професионално изложена лица категорије Б, уколико је ефективна доза мања од поменуте вредности [23].

## 5.5. Оперативне дозиметријске величине

Ефективна и еквивалентна доза су немерљиве физичке величине, због чега је неопходно увести директно мерљиве оперативне дозиметријске величине које са довољном тачношћу могу веродостојно представити величине у области заштите од зрачења, у зависности од тачности уређаја за мерење дозе јонизујућег зрачења. Оперативне дозиметријске величине се дефинишу посебно за јако пенетрирајуће и слабо пенетрирајуће јонизујуће зрачење, као и за амбијентални и индивидуални мониторинг јонизујућег зрачења. Јединица мере за оперативне дозиметријске величине је као и за величине у области заштите од зрачења, сиверт (1 Sv) [24].

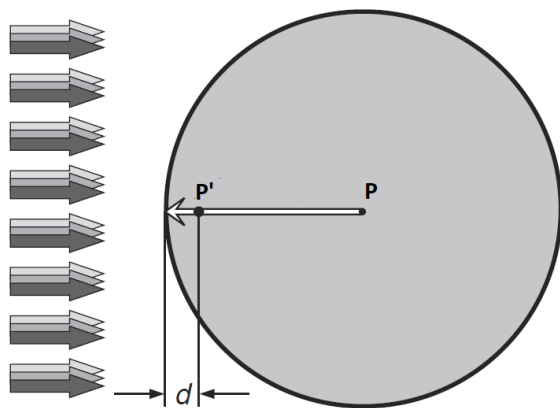
### 5.5.1. Амбијентални дозни еквивалент

Амбијентални мониторинг јонизујућег зрачења је заснован на мерењу дозног еквивалента који би постојао унутар фантома који је по саставу сличан људском телу. Фантом који се дефинише за амбијентални мониторинг јесте фантом Међународне комисије за радијационе јединице и мере (енг. *International Commission on Radiation Units and Measurements, ICRU*). ICRU фантом представља ткивно-еквивалентну сферу пречника 30 cm, густине  $1 \text{ g cm}^{-3}$ , и масеног састава од 76,2% кисеоника, 11,1% угљеника, 10,1% водоника и 2,6% азота. Ради дефинисања оперативне физичке величине за амбијентални мониторинг неопходно је увести појмове проширеног и усмереног поља зрачења, која су изведена из постојећег реалног поља зрачења. Реално поље зрачења се може описати помоћу енергетске и дирекционе расподеле флуенса. Уколико се посматра поље зрачења у тачки Р, и уколико се претпостави да у одређеној сферној запремини око посматране тачке Р поље зрачења има исту дирекциону и енергетску расподелу флуенса, тада се то поље зрачења сматра проширеним. Поље зрачења је проширено и усмерено уколико се поред униформних расподела флуенса оно сматра унидирекционим [19] [24]. Шематски приказ проширеног и усмереног поља зрачења је дат на слици 5.4.



Слика 5.4. (а) Реално поље зрачења у тачки Р; (б) Проширено поље зрачења у сферној запремини око тачке Р, при чему су енергетска и дирекциона расподела флуенса униформне; (в) Проширено и усмерено поље зрачења у сферној запремини око тачке Р, при чему је флуенс унидирекциони [24].

Амбијентални дозни еквивалент  $H^*(d)$  представља дозни еквивалент у тачки у пољу зрачења који би настао при излагању проширеном и усмереном пољу зрачења, унутар ICRU сфере, на растојању од тачке Р (дубини)  $d$ , у супротном смеру од смера простирања поља зрачења. За јако пенетрирајуће зрачење се дефинише дубина од 10 mm, а за слабо пенетрирајуће дубина од 0,07 mm. Услед особине унидирективности инцидентног поља зрачења амбијентални дозни еквивалент за јако пенетрирајуће зрачење  $H^*(10)$  прецењује вредност која би одговарала ефективној дози у случају фотона. На слици 5.5 је приказана геометрија којом се дефинише амбијентални дозни еквивалент [19] [24].



Слика 5.5. Амбијентални дозни еквивалент  $H^*(d)$  се дефинише на дубини  $d$  унутар ткивно-еквивалентне ICRU сфере са центром у тачки Р. За јако пенетрирајуће зрачење се узима вредност дубине од 10 mm, док је за слабо пенетрирајуће 0,07 mm. Инцидентно поље зрачења је проширено и унидирекционо [24].

Проширено и усмерено поље зрачења је оправдано користити само приликом дефинисања ове оперативне дозиметријске величине, док се при реалним мерењима амбијенталног дозног еквивалента, уређаји за амбијентални мониторинг сматрају изотропним, односно реална поља зрачења могу бити мултидирекциона.

Уколико се амбијентални мониторинг не врши на нивоу целог тела већ искључиво на нивоу екстремитета или очног сочива, може се дефинисати величина под називом дирекциони дозни еквивалент. Дирекциони дозни еквивалент  $H'(d, \Omega)$  представља дозни еквивалент у тачки која се налази у проширеном (неусмереном) пољу зрачења на дубини  $d$  унутар ICRU сфере, на пречнику сфере под правцем одређеним просторним углом  $\Omega$  [24]. При упадном углу зрачења од  $0^\circ$  дирекциони дозни еквивалент је једнак амбијенталном дозном еквиваленту, јер је реч о усмереном унидирекционом пољу [19].

### **5.5.2. Лични дозни еквивалент**

Приликом индивидуалног мониторинга је неопходно у прорачун еквивалентне дозе јонизујућег зрачења урачунати утицај расејаног зрачења које настаје при интеракцији примарног снопа зрачења са телом. ICRU дефинише оперативну дозиметријску величину која представља еквивалент дозе на дубини  $d$  у ткиву, испод одређене тачке на површини тела. Лични дозни еквивалент,  $H_p(d)$ , за разлику од амбијенталног дозног еквивалента, зависи од правца простирања инцидентног снопа зрачења. Такође, лични дозни еквивалент се дефинише за јако продируће зрачење и слабо продируће зрачење, са дубинама од 10 mm и 0,07 mm, респективно, као и дубина од 3 mm посебно дефинисана за очно сочиво [19] [24].

Лични дозни еквивалент је дефинисан према фантомима који се састоје од ICRU ткива, а чија геометрија зависи од специфичности примене. Блок фантом представља праву призму димензија 300 mm  $\times$  300 mm  $\times$  150 mm и има улогу симулације торза човека. Два цилиндрична фантома димензија пречника 73 mm и 19 mm, висине 300 mm, представљају фантоме за симулацију екстремитета и прстију, респективно. У пракси се фантоми сачињени од ICRU ткива замењују стандардним ISO фантомима који показују сличне особине расејања инцидентног зрачења, али различита апсорпциона својства. ISO стандардни фантоми су истих димензија као и ICRU фантоми, при чему су испуњени водом а зидови им се састоје од поли(метил метакрилата) (ПММА) а испуњени су водом. Предња површина ISO блок фантома садржи 2,5 mm ПММА, док остале стране фантома садрже 10 mm ПММА [24].

### **5.5.3. Конверзиони коефицијенти из керме у ваздуху у оперативне дозиметријске величине**

Довођење оперативних дозиметријских величина у везу са референтним радиометријским или дозиметријским физичким величинама је од великог практичног значаја за метрологију јонизујућег зрачења у области заштите од зрачења. Физичке величине попут флуенса и керме у ваздуху се могу директно измерити, или се могу одредити путем детерминистичких или стохастичких прорачуна (Монте Карло симулације) [25]. При директном мерењу се референтна величина мери у тачки Р која се налази на одређеном растојању од извора зрачења, након чега се на референтну вредност физичке величине примењује конверзиони коефицијент одређен за тачку Р на истом растојању [19].

У табели 5.1 су приказане вредности конверзионих коефицијената из керме у ваздуху у оперативне дозиметријске величине за неколико различитих енергија и различитих углова инциденције снопа фотона. Будући да се лични дозни еквивалент везује за дубину продирања у фантом (односно ткиво), конверзиони коефицијенти из керме у лични дозни еквивалент имају изражену угаону зависност. За разлику од личног, амбијентални дозни еквивалент је омнидирекциони, односно конверзиони коефицијенти из керме у амбијентални дозни еквивалент не зависе од угла инциденције примарног снопа зрачења [26].

**Табела 5.1. Вредности конверзионних коефицијената из керме у ваздуху у лични дозни еквивалент и амбијентални дозни еквивалент према ISO 4037 стандарду, за квалитете X-зрачења N-серије и радионуклиде  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$  [26].**

Квалитет зрачења	Оперативна дозиметријска величина				
	Лични дозни еквивалент				Амбијентални дозни еквивалент
	Угао инциденције				
	0°	30°	45°	60°	
N-30	0,79	0,74	0,65	0,49	0,80
N-40	1,17	1,12	1,02	0,82	1,18
N-60	1,65	1,59	1,47	1,27	1,59
N-80	1,88	1,83	1,71	1,50	1,73
N-100	1,88	1,82	1,73	1,53	1,71
N-120	1,81	1,76	1,68	1,51	1,64
N-150	1,73	1,68	1,61	1,46	1,58
N-200	1,57	1,55	1,49	1,38	1,46
N-250	1,48	1,47	1,42	1,33	1,39
N-300	1,42	1,41	1,38	1,30	1,35
S-Cs	1,21	1,22	1,22	1,19	1,20
S-Co	1,15	1,15	1,16	1,14	1,16

Приказане вредности конверзионних коефицијената из керме у ваздуху у одређену оперативну дозиметријску величину су одређени за референтно растојање између извора зрачења и тачке мерења од 2 m, при чему ове вредности коефицијената важе у опсегу растојања од 1 до 3 m. За лични дозни еквивалент  $H_p(10)$  су конверзионни коефицијенти одређени за блок фантом стандардних димензија који се састоји од ICRU ткива, односно за стандардни ISO водени блок фантом. За поља фотона чије су енергије веће или једнаке енергији фотона радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  (661,65 keV) [27] је неопходно непосредно испред тачке мерења, у смеру извора зрачења, поставити ПММА плочу дебљине 3 mm ради успостављања равнотеже секундарних електрона (СРЕ). ПММА плоча мора бити попречног пресека 300 mm  $\times$  300 mm. Уколико при интеракцији високоенергетских фотона са фантомом дође до стварања електрона енергија изнад 2 MeV, дOMET ових електрона може бити већи од дубине у фантому на којој се одређује одговарајућа оперативна дозиметријска величина. Тада није могуће извршити мерење претходно дефинисаних оперативних дозиметријских величина, јер није могуће претпоставити да се енергија пренета на материјалну средину депонује на месту примарне интеракције (апроксимација керме није важећа). При озрачивању референтним пољима зрачења R-Ni и R-F, прелазна равнотежа наелектрисаних честица (ТСРЕ) се остварује тек на дубини од око 3 cm [16] [26].

## 6. ДЕТЕКТОРИ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА

При интеракцијама јонизујућег зрачења са материјалном средином долази до ексцитације односно јонизације атома или молекула средине, приликом којих долази до промена у материјалу. Ове промене у материјалној средини узроковане дејством јонизујућег зрачења могу бити директно мерљиве. Промене у материјалу могу бити у виду претварања депоноване енергије у топлотну енергију, чија се дисипација може измерити; затим могу настати промене у хемијској структури материје; неки материјали могу емитовати светлост мерљивог интензитета услед ексцитације јонизујућим зрачењем. Ефекат настанка парова наелектрисања у претходно електрично неутралном материјалу, проузрокован дејством јонизујућег зрачења на материјал, представља основу за функционисање великог броја детектора који мере електрични сигнал [20]. Приликом уласка честице или кванта јонизујућег зрачења у активну запремину детектора јонизујућег зрачења долази до депоновања енергије и стварања секундарних наелектрисаних честица. Под дејством разлике електричних потенцијала се генерисани парови наелектрисања сакупљају, формирајући примарни електрични сигнал, чији се интензитет може директно довести у везу са одговарајућим дозиметријском величином, или величином у области заштите од зрачења. Време сакупљања парова наелектрисања зависи од покретљивости носилаца наелектрисања, која представља инхерентну карактеристику врсте детектора јонизујућег зрачења. Најраспрострањенији детектори јонизујућег зрачења који детекцију врше генерисањем електричног сигнала јесу гасни детектори и полупроводнички детектори [7].

Детектори зрачења који мере електрични сигнал који настаје у материјалу се према режиму рада могу поделити на детекторе који раде у импулсном режиму, детекторе у струјном режиму и на детекторе у средњеквадратном режиму рада. У импулсном режиму рада, детектори зрачења детектују сваки квант зрачења који доживи интеракцију у активној запремини детектора. Детектори у импулсном режиму могу мерити интензитет поља зрачења, или могу мерити енергију кванта зрачења, што је од великог значаја за спектроскопију и спектрометрију јонизујућег зрачења. Уколико је број упадних кваната зрачења велики (при великој јачини дозе) није могуће користити детекторе зрачења који раде у импулсном режиму. Тада је неопходно да детектор врши усредњавање догађаја детекције у времену, односно да детектор ради у струјном или средњеквадратном режиму [7].

### 6.1. Гасни детектори јонизујућег зрачења

У гасним детекторима се при интеракцији зрачења са активном запремином генеришу парови наелектрисања у виду јонских парова, односно парова електрон – јон. Да би се у електронеутралном гасу испуне детектора генерисао јонски пар, потребан услов јесте да квант зрачења атому или молекулу преда енергију већу од енергије јонизације гаса. За гас испуне (и материјалну средину активне запремине детектора у ширем смислу) се дефинише величина под називом средња енергија потребна за настаanak пара наелектрисања,  $W$  [eV/јонски пар]. Ова величина зависи од врсте материјала, врсте јонизујућег зрачења као и енергије зрачења. Зависности од врсте и енергије зрачења су веома слабе, тако да се  $W$  може сматрати константом. Опсег вредности  $W$  за гасове попут аргона, хелијума, азота, кисеоника, и ваздуха је између 25 и 35 eV по јонском пару [7].

Применом спољашњег електричног поља на генерисане парове наелектрисања у гасу долази до њиховог дрифтовског кретања према електродама супротног наелектрисања. Брзина дрефта позитивних јона у смеру примењеног електричног поља се може проценити релацијом:

$$v = \frac{\mu \epsilon}{p} \quad (6.1)$$

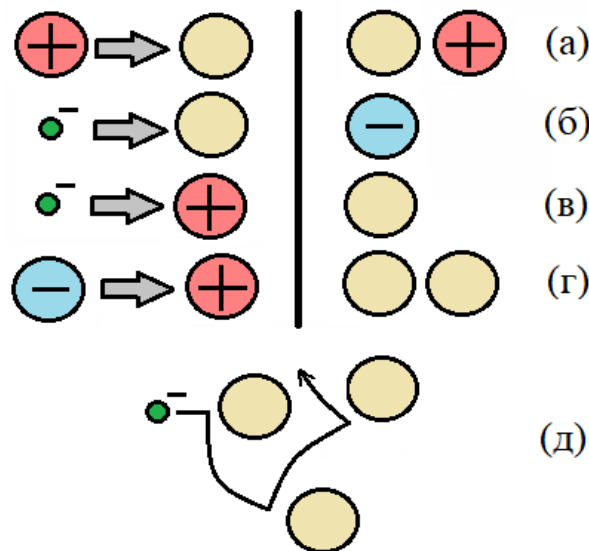


где је  $\mu$  покретљивост јона,  $\varepsilon$  интезитет електричног поља,  $p$  притисак гаса испуне. За разлику од јона, електрони имају значајно мању масу и око хиљаду пута већу покретљивост, тако да се могу убрзати до великих брзина између интеракција са неутралним честицама гаса. Време сакупљања електрона на електродама је реда неколико микросекунди, док је за јоне неколико милисекунди. Поред доминатног дрефтовског кретања електрона, за кратко време сакупљања може доћи и до дифузионог кретања електрона [7].

### **6.1.1. Процеси преноса наелектрисања у гасу**

Неутрални атоми и молекули гаса се налазе у константном термалном кретању. Новонастали слободни електрони и позитивни јони подлежу дифузији при чему је дифузија електрона знатно израженија у односу на дифузију јона услед знатно веће вредности брзине термалног кретања (која је обрнуто сразмерна маси честице). Међу честицама гаса (слободни електрони, наелектрисани јони и неутрални молекули гаса) може доћи до различитих сударних процеса који за последицу имају пренос наелектрисања унутар активне запремине [7].

Сударни процеси у гасу испуне се могу одиграти између позитивних јона и неутралних атома или молекула средине, при чему се електрон неутралног молекула предаје позитивном јону. Овај процес преноса наелектрисања је карактеристичан за смеше гасова које садрже молекуле гасова различитих енергија јонизације. Пренос наелектрисања се одвија тако да молекули гаса најмање енергије јонизације остају позитивно наелектрисани јони. Слободни електрони парова електрон – јон могу при судару са неутралним атомима или молекулима формирати негативне јоне. Кисеоник представља гас који испољава особину високе електронегативности, односно неутрални молекули кисеоника са великом вероватноћом везују слободне електроне у гасу, формирајући негативне јоне. За разлику од кисеоника, азот, водоник и племенити гасови имају малу електронегативност, дакле при проласку слободног електрона крај поменутих неутралних атома или молекула, везивање електрона и формирање негативног јона је мало вероватно. Најзначајнији сударни процеси у гасовима јесу процеси рекомбинације. Рекомбинација представља захват слободног електрона на позитивно наелектрисаном јону, при чему настаје неутрални атом или молекула гаса. Такође, процес рекомбинације је могућ при судару позитивног и негативног јона, при чему настају два неутрална атома или молекула. Због малих покретљивости и великих вредности запреминског наелектрисања јона, рекомбинациони процеси се претежно одвијају између позитивних и негативног јона у гасовима у којима је изражено формирање негативног јона. Постоје два процеса рекомбинације у гасовима. Иницијална рекомбинација се одиграва при детекцији тешких наелектрисаних честица (велике зауставне моћи) непосредно крај путање тих честица кроз активну запремину. Тешке наелектрисане честице при проласку кроз активну запремину стварају велики број парова наелектрисања који се веома брзо могу рекомбиновати. Насупрот инцијалној рекомбинацији, запреминска рекомбинација се одвија међу паровима наелектрисања који су последица различитих интеракција честица јонизујућег зрачења са активном запремином. Вероватноћа за појаву запреминске рекомбинације се значајно увећава са повећањем јачине дозе зрачења. Да би се губици у електричном сигналу изазваним запреминском рекомбинацијом минимизовали, неопходно је на електроде (између којих се формира електрично поље за сакупљање наелектрисања) применити високе разлике потенцијала [7]. На слици 6.1 је дат шематски приказ могућих сударних процеса у гасовима активне запремине гасног детектора јонизујућег зрачења.



Слика 6.1. Шематски приказ сударних процеса у гасу: (а) сударни процес преноса наелектрисања са неутралног атома или молекула на позитиван јон; (б) сударни процес везивања електрона за електронегативни неутрални атом или молекул; (в) сударни процес рекомбинације пара електрон – јон; (г) сударни процес рекомбинације катјона и анјона; (д) термално кретање слободног електрона крај атома или молекула гаса мале електронегативности [7].

### 6.1.2. Напонске области гасних детектора

Применом различитих вредности спољашњег електричног поља на активну запремину детектора се директно утиче на ниво излазног сигнала гасног детектора. Ниво излазног сигнала представља амплитуду излазног импулса уколико детектор ради у импулсном режиму, или јачину излазне струје јонизације у струјном режиму рада гасног детектора. Постоји пет напонских области рада гасних детектора.

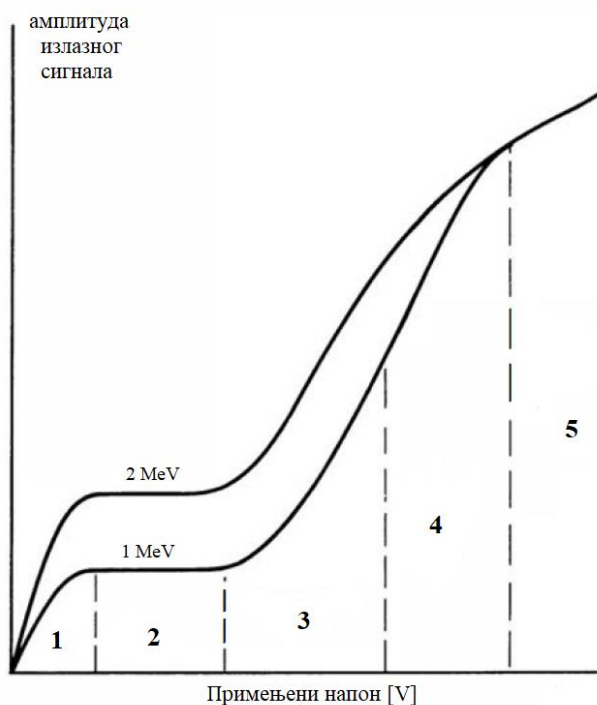
У области ниских вредности примењеног напона је интезитет електричног поља недовољно висок, тако да су процеси рекомбинационих судара примарних парова наелектрисања доминантни, односно сакупљено наелектрисање на електродама је значајно мање од количине наелектрисања генерисане приликом депозиције енергије јонизујућег зрачења [7]. Повећањем примењеног напона се количина сакупљеног наелектрисања на електродама повећава, до вредности интезитета електричног поља за коју се сво генерисано наелектрисање у гасу испуне сакупља на електродама.

Област у којој су сви парови електрон – јон сакупљени на електродама се назива област zasiћености. Даљим повећањем напона гасног детектора секундарни електрони могу стећи довољно енергије да у потоњим сударним процесима изазову секундарне јонизације унутар активне запремине.

Област у којој су електрони способни да изазову секундарне јонизације се назива облашћу стварне пропорционалности; у овој напонској области је ниво излазног сигнала линеарно сразмеран броју парова наелектрисања.

Повећањем напона изнад области стварне пропорционалности долази до појаве нелинеарних ефеката. Услед знатно мање покретљивости, висока концентрација позитивних јона у активној запремини формира област просторног наелектрисања која утиче на профил спољашњег електричног поља. Напонска област гасних детектора у којој се ниво излазног сигнала нелинеарно увећава са повећањем броја парова наелектрисања се назива облашћу ограничене пропорционалности.

Уколико се примењени напон на гасни детектор даље увећава, просторно наелектрисање снажно утиче на профил електричног поља. Лавински процес секвенцијалних јонизација атома или молекула гаса се одиграва све док све честице гаса не буду јонизоване, дајући за последицу увек исти ниво излазног сигнала без обзира на иницијалну количину парова наелектрисања насталих у примарним интеракцијама. Високонпонска област гасних детектора се назива Гајгер – Милерова област. На слици 6.2 су приказане области рада гасних детектора у зависности од примењеног напона [7] [20]. На слици се може приметити да је ниво излазног сигнала једнак за честице енергије 1 MeV и 2 MeV у области у којој се одвијају Гајгер-Милерови лавински процеси.



Слика 6.2. Напонске области рада гасних детектора у зависности од примењеног напона: 1) област рекомбинације; 2) област zasiћености; 3) област стварне пропорционалности; 4) област ограничене пропорционалности; 5) Гајгер-Милерова област [7].

### 6.1.3. Јонизационе коморе

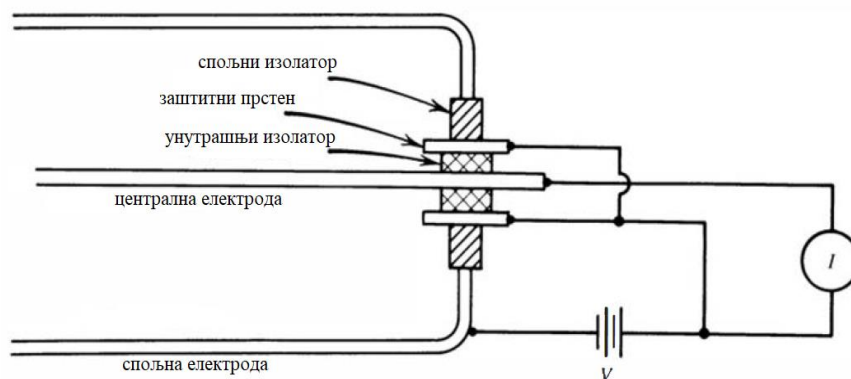
Гасни детектори јонизујућег зрачења чији је примењени напон на електроде у области zasiћености се називају јонизационе коморе. Вредности напона јонизационих комора су ниске у поређењу са осталим гасним детекторима, а сама вредност примењеног напона зависи од геометрије детектора, врсте гаса испуне унутар активне запремине, притиска гаса. Велики број јонизационих комора као гас испуне користе амбијентални ваздух при нормалној вредности атмосферског притиска. Услед промена у температури и притиску амбијенталног ваздуха, долази до промене густине ваздуха у активној запремини. Повећање притиска узрокује повећање густине ваздуха, док повећање температуре смањује густину ваздуха унутар коморе. Измерену количину наелектрисања је неопходно кориговати на промену у густини ваздуха, у односу на референтну вредност амбијенталних параметара [20]. Референтне вредности амбијенталних утицајних величина су најчешће 20°C и 1013,25 kPa, за температуру и притисак ваздуха, респективно. Корекциони фактор на густину ваздуха се одређује помоћу релације:

$$k_D = \frac{p_0}{p_x} \times \left( \frac{273,2 + T_x}{273,2 + T_0} \right) \quad (6.2)$$

где су  $p_0$  и  $T_0$  референтне вредности притиска и температуре, док су  $p_x$  и  $T_x$  измерене вредности утицајних величина. Вредности температуре су у претходној релацији изражене у  $^{\circ}\text{C}$  [24]. Уколико је неопходно повећати осетљивост јонизационе коморе, користе се коморе са гасом испуне под притиском који је већи од атмосферског, или коморе које су испуњене гасом веће моларне масе од ваздуха, попут аргона [7].

У активној запремини јонизационих комора се услед дрифтског кретања парова наелектрисања генерише јонизациона електрична струја, која при константној јачини дозе има константну вредност, услед занемаривања рекомбинационих процеса у активној запремини због довољног интензитета електричног поља, односно примењеног напона. При вредности примењеног напона у области засићености измерена вредност струје јонизације представља индикатор брзине стварања парова наелектрисања услед јонизације гаса активне запремине. Уколико у ваздуху отворених комора дође до везивања електрона за електронегативни атом или молекул, настали негативни јон ће имати знатно мању покретљивост од електрона, при чему струја јонизације остаје непромењена, услед повећања концентрације негативних јона. Приликом сакупљања наелектрисања на електродама, при високој јачини дозе јонизујућег зрачења, долази до акумулације наелектрисања у близини електрода. Дифузија акумулираног наелектрисања ка вредности мање концентрације у смеру супротном дрифтском кретању постаје вероватнија. Утицаји дифузије и запреминске рекомбинације унутар активне запремине се могу минимизовати повећањем примењеног напона на електроде јонизационе коморе, унутар граница области засићености [7].

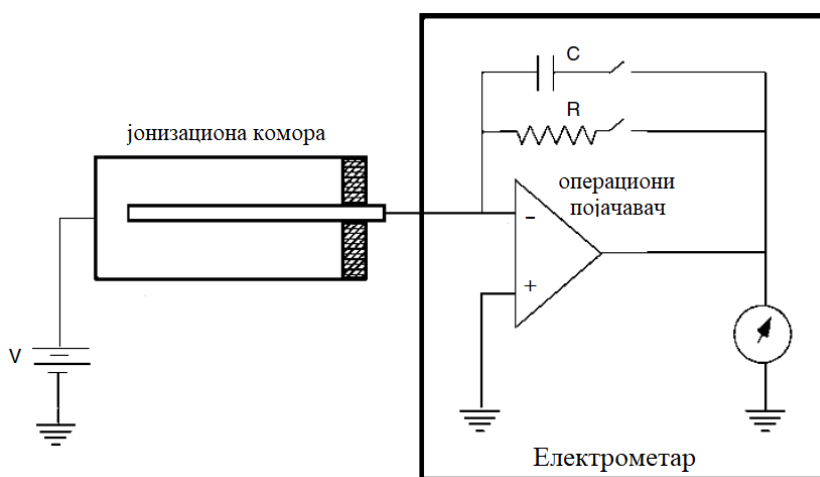
Вредност основног електричног сигнала јонизационе коморе је реда 1  $\mu\text{A}$  (инхерентна вредност јонизационе коморе), тако да је неопходно извршити ефикасну изолацију између електрода детектора, да би се вредност струје цурења одржала испод 1% вредности корисног сигнала. Улога проводних заштитних прстенова јесте да изолатор (најчешће од керамике или пластике) подели на два дела, тако да пад напона на спољном делу изолатора не утиче на електрично коло за мерење корисног сигнала. Шематски приказ цилиндричне јонизационе коморе са заштитним прстеном је дат на слици 6.3 [7] [14].



**Слика 6.3. Шематски приказ попречног пресека цилиндричне јонизационе коморе са назначеним заштитним прстеном, чија је улога подела изолаторског материјала између централне и спољашње електроде, тако да пад напона на спољном делу изолатора (струја цурења) не утиче на мерење струје јонизације [7].**

Електрони сакупљени на аноди јонизационе коморе представљају једносмерну струју веома малог интензитета. Вредност струје јонизације је неопходно појачати и измерити помоћу електрометра. Електрометар претвара једносмерни електрични сигнал јонизационе коморе у наизменичну струју, чији се интензитет увећава применом операционог појачавача. Појачана вредност наизменичне струје се конвертује у једносмерну струју применом исправљача, која се усмерава кроз отпорник или кондензатор високе прецизности који се налазе у колу негативне повратне спреге. Напон на отпорнику или количина наелектрисања сакупљена на

кондензатору су сразмерни струји јонизације. Кондензатор је погоднији за примену у поређењу са отпорником уколико је неопходно мерити веома ниске вредности струје јонизације [15]. Операциони појачавач има високи степен појачања ( $>10^4$ ) и високу вредност улазне импедансе ( $>10^{12} \Omega$ ). Уколико се кондензатор налази у колу негативне повратне спреге, сакупљено наелектрисање на кондензатору је једнако производу капацитивности кондензатора и напона на кондензатору,  $Q = C * V$ . Уколико се струја јонизације пропусти кроз отпорник у електричном колу електрометра (уместо кроз капацитивну негативну повратну спрегу), струја јонизације која протиче кроз отпорник је одређена као  $I = V/R$ . Поновљивост мерења количине наелектрисања зависи од стабилности кондензатора или отпорника електрометра. Шематски приказ електричног кола електрометра је дат на слици 6.4 [14].



**Слика 6.4. Шематски приказ електричног кола електрометра. Најважније компоненте су операциони појачавач и кондензатор и отпорник високе прецизности који се налазе у грани кола негативне повратне спреге [14].**

Отворена ваздушна јонизациона комора (енг. *free-air chamber*) је погодна за директно мерење дозиметријске величине експозиције у ваздуху у сврху дозиметрије фотона. Запремина ваздуха унутар јонизационе коморе представља активну запремину детектора. Фотони при простирању кроз ваздух могу са једнаком вероватноћом интераговати са честицама ваздуха које се налазе унутар активне запремине детектора, као и са ваздухом који се налази изван јонизационе коморе. Секундарни електрони који су настали унутар активне запремине могу након одређеног броја јонизација честица ваздуха унутар запремине детектора, напустити активну запремину и вршити јонизацију честица ваздуха које се налазе ван активне запремине. Сматра се да је ова појава компензована чињеницом да секундарни електрони који су настали ван активне запремине могу на исти начин имигрирати у детектор, где могу вршити јонизације честица ваздуха у активној запремини (важи ТСРЕ). Отворене ваздушне јонизационе коморе се могу са великом поузданошћу користити за мерење експозиције фотона енергија испод 150 keV. Фотони високих енергија при интеракцијама са материјалном средином могу генерисати секундарне електроне веома великог домета [7].

Детекција поља фотона високих енергија захтева примену јонизационих комора са шупљином (енг. *cavity chamber*). Јонизационе коморе са шупљином садрже малу запремину ваздуха која је оклопљена материјалом који је еквивалентан ваздуху, у смислу броја парова наелектрисања који се генерише при интеракцији зрачења са материјалом и губитка енергије по јединици масе материјала (нпр. графит). Дебљина зида јонизационе коморе треба да буде

таква да постоји равнотежа секундарних наелектрисаних честица (електронска равнотежа), када мерена вредност струје јонизације не зависи од дебљине зида [7].

Јонизационе коморе са шупљином налазе примену у метрологији јонизујућег зрачења, као и у радиотерапији. Ове коморе се израђују тако да задовољавају дозиметријске захтеве Браг-Грејевих (*Bragg-Gray*) шупљина. Према Браг-Грејевој теорији шупљина, јонизациона комора треба да има довољно малу запремину тако да не врши значајну пертурбацију поља зрачења када се у њему налази. Танак зид и централна електрода јонизационе коморе се израђују од хомогених материјала који су по својствима еквивалентни води, односно ткиву, из чега се може извести закључак да сама структура јонизационих комора зависи од њихове специфичне области примене [14].

#### 6.1.4. Гајгер-Милерови бројачи

Гајгер-Милерови (*Geiger-Müller*, Г-М) бројачи представљају гасне детекторе јонизујућег зрачења који су као јонизационе коморе и пропорционални бројачи засновани на ефекту јонизације гаса активне запремине при интеракцији честица гаса са јонизујућим зрачењем. Примењени напон на електроде ове групе гасних детектора се налази у високонапонској области у којој се одвија процес Гајгеровог пражњења у гасу испуне. Гајгер-Милерови бројачи се налазе међу најстаријим детекторима јонизујућег зрачења, датирајући од 1928. године. Детектори зрачења на бази Г-М цеви се данас, због своје ниске цене и лакоће управљања и коришћења нашироко користе у области заштите од зрачења за лични и амбијентални мониторинг [7].

Гасни детектори који се налазе у напонској области стварне пропорционалности (пропорционални бројачи) и у Гајгер-Милеровој области (Г-М бројачи) функционишу на принципу гасне мултипликације. Гасна мултипликација представља скуп сукцесивних сударних лавинских процеса при којим се од примарних парова наелектрисања електрон – јон, убрзавањем електрона дејством високе вредности интезитета електричног поља у гасу и сударањем електрона са неутралним честицама гаса, формирају нови парови наелектрисања. Ниво излазног сигнала Г-М бројача је исти након лавинског процеса, без обзира на број примарних парова наелектрисања у гасу. При Гајгеровом пражњењу се на електродама гасног детектора сакупи велика количина наелектрисања (око  $10^{10}$  парова наелектрисања), дајући излазни електрични сигнал амплитуде реда неколико волти. Висок излазни ниво корисног сигнала омогућава ниску цену ових уређаја, будући да не захтевају додатно појачање излазног сигнала [7] [14].

Будући да су Г-М бројачи засновани на принципу гасне мултипликације, сударни процеси при којим неутрални атоми или молекули гаса испуне за себе везују слободне електроне и формирају негативне јоне су нежељени. Уместо ваздуха или других електронегативних гасова, као основна компонента смеше гасова испуне Г-М цеви се користе племенити гасови, најчешће хелијум и аргон [7] [15]. Средња енергија коју слободни електрони стекну између судара са честицама гаса испуне зависи од односа интезитета електричног поља у гасу и притиска гаса (у једначини 6.1). Да би се интезитет електричног поља умањио при чему је могуће постићи жељену вредност односа  $\varepsilon/p$ , неопходно је у Г-М цеви успоставити притисак гаса који је ниже вредности од атмосферског [7].

Уколико би се за гас испуне Г-М цеви користио искључиво племенити гас попут аргона, уместо смеше гасова, стварање великог броја парова наелектрисања би довело до нагомилавања јона на електродама детектора. Нагомилани јони се након Гајгеровог пражњења дрифтоски крећу од аноде према катоди или зиду Г-М бројача. Нагомилани јони се са великом вероватноћом рекомбинују са слободним електронима који се налазе на катоди. При рекомбинацији долази до ослобађања количине енергије која одговара енергији јонизације

умањеној за вредност излазног рада (енергије неопходне за избацавање електрона са површине електроде). Неретко, ова ослобођена енергија може довести до емисије додатног електрона са површине електроде. Ослобођени електрон се као и електрони који припадају паровима наелектрисања убрзава у електричном пољу и започиње нови лавински сударни процес. Резултат овог лавинског процеса је електрични сигнал чији је интезитет једнак интезитету сигнала који је последица интеракције јонизујућег зрачења са детектором. Ради спречавања појаве „лажних“ импулса Г-М цеви, неопходно је извршити процес гашења Г-М цеви [7]. Гашење је могуће спровести помоћу посебно дизајнираних електричних кола чија је улога нагло смањивање електричног потенцијала аноде (спољашње електрично гашење Г-М цеви), у кратком временском интервалу након регистравања примарног електричног импулса (корисног сигнала) Г-М цеви. Хемијско (унутрашње) гашење Г-М цеви подразумева додавање гаса за гашење примарном гасу испуне детектора. Гас за гашење мора имати комплекснију молекуларну структуру и нижу енергију јонизације од примарног гаса. Иницијални јони који настају у интеракцијама јонизујућег зрачења са смешом гасова испуне јесу јонизоване честице примарног гаса испуне. Јони примарног гаса при дрифтвомском кретању могу учествовати у сударним процесима преноса наелектрисања са молекулама гаса за гашење. Резултат ових сударних процеса јесте неутрализација јона примарног гаса и формирање позитивних јона гаса за гашење. Енергија која се ослободи при рекомбинацији јона гаса за гашење се може утрошити на раскидање хемијских веза комплексних молекула гаса, при чему не долази до ослобађања нових слободних електрона [7] [20]. Најчешће коришћени гасови за гашење Г-М цеви јесу органски молекуларни гасови попут етанола и етил метаноата, и халогени гасови попут брома и хлора. Предност халогених гасова у односу на органске молекуле јесте могућност њихове спонтане рекомбинације након раскидања хемијских веза молекула гаса [7].

### 6.1.5. Гајгерово пражњење у гасу

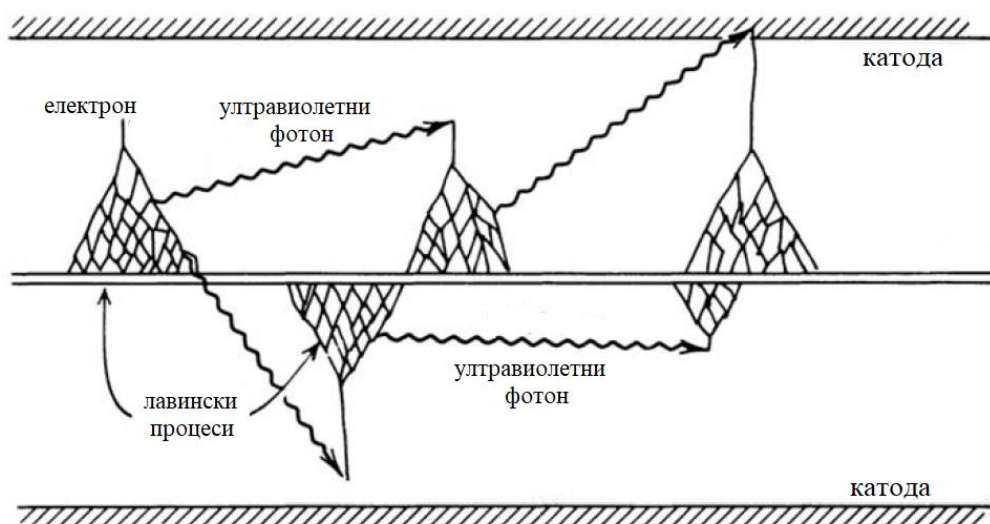
У временском интервалу од неколико наносекунди након примарне интеракције јонизујућег зрачења са активном запремином Г-М цеви, велики број молекула гаса бива јонизован или ексцитован услед судара са убрзаним електронима у електричном пољу великог интезитета. Ексцитовани молекули гаса се у основно енергетско стање враћају релаксационим процесима, приликом којих може доћи до емисије ултравиолетних фотона. Интеракције неутралних честица гаса са убрзаним електронима или ултравиолетним фотонима представљају основне механизме пропагације лавинског процеса гасне мултипликације, односно Гајгеровог пражњења у гасу. Високоенергетски фотон који је емитован попуњавањем ваканције у неком од нижих енергетских нивоа електронског омотача, се може апсорбовати путем процеса фотоелектричне апсорпције, стварајући нови слободни електрон.

Количина наелектрисања настала у процесу гасне мултипликације је дефинисана релацијом:

$$Q = n_0 e M \quad (6.3)$$

где је  $n_0$  број иницијалних парова наелектрисања,  $e$  елементарно наелектрисање електрона, а  $M$  фактор гасне мултипликације. Уколико је фактор мултипликације вредности реда  $10^2 - 10^4$  (као у области стварне пропорционалности, односно у пропорционалним бројачима) број ексцитованих молекула у лавинском процесу  $n_0^*$  је низак. Такође, уколико је гас испуне транспарентан за интеракције са ултравиолетним фотонима, вероватноћа фотоелектричне апсорпције  $p$  је ниска. За овакав гасни детектор се може рећи да је подкритичан ( $n_0^* p \ll 1$ ), будући да се мали број додатних лавинских процеса одиграва, поред оних изазваних електронима насталим као део примарних парова наелектрисања. У случају гасних детектора који раде у Гајгер-Милеровој области је фактор гасне мултипликације значајно већи, реда  $10^6 - 10^8$ , испуњавајући услов критичности за одвијање Гајгеровог пражњења ( $n_0^* p \geq 1$ ). У пропорционалном бројачу се гасна мултипликација одвија тако да се јони, настали у

лавинском процесу изазваном иницијалним слободним електроном, налазе са једне стране аноде, при чему се слободни електрон дрејфовски креће према аноди дуж исте радијалне координате у цилиндричном координатном систему. Приликом Гајгеровог пражњења се лавински процеси иницирају на случајним позицијама са различитим радијалним координатама, тако да се секундарни јони локализују у оквиру цилиндричне мултипликационе зоне која се налази око аноде, независно од позиције примарне интеракције и места настанка примарног пара наелектрисања. Нагомилавање јона у цилиндричној запремини око аноде доводи до формирања области позитивног просторног наелектрисања, које значајно снижава вредност електричног поља. За исту вредност примењеног напона на електроде Г-М цеви ће се формирати једнак број парова наелектрисања путем гасне мултипликације. Повећањем вредности примењеног напона се јачина Гајгеровог пражњења повећава, увећавајући ниво излазног електричног сигнала [10] [7].



Слика 6.5. Процес Гајгеровог пражњења путем гасне мултипликације изазване убрзавањем електрона и посредством емисије ултравиолетних фотона насталих релаксацијом ексцитованих молекула гаса [7].

#### 6.1.6. Мртво време Гајгер-Милерових бројача

Карактеристика свих детекторских система јесте време за које систем није у могућности да раздвоји и детектује два узастопна догађаја. Ограничења могу бити карактеристична за процесе детекције у самом детектору, или настати услед пратеће електронике уз детектор. Минимално време раздвајања два догађаја детекције представља мртво време детектора. Губици услед постојања мртвог времена постају израженији при већим јачинама дозе, када је ради тачности мерења неопходно извршити корекције показивања уређаја на мртво време [7].

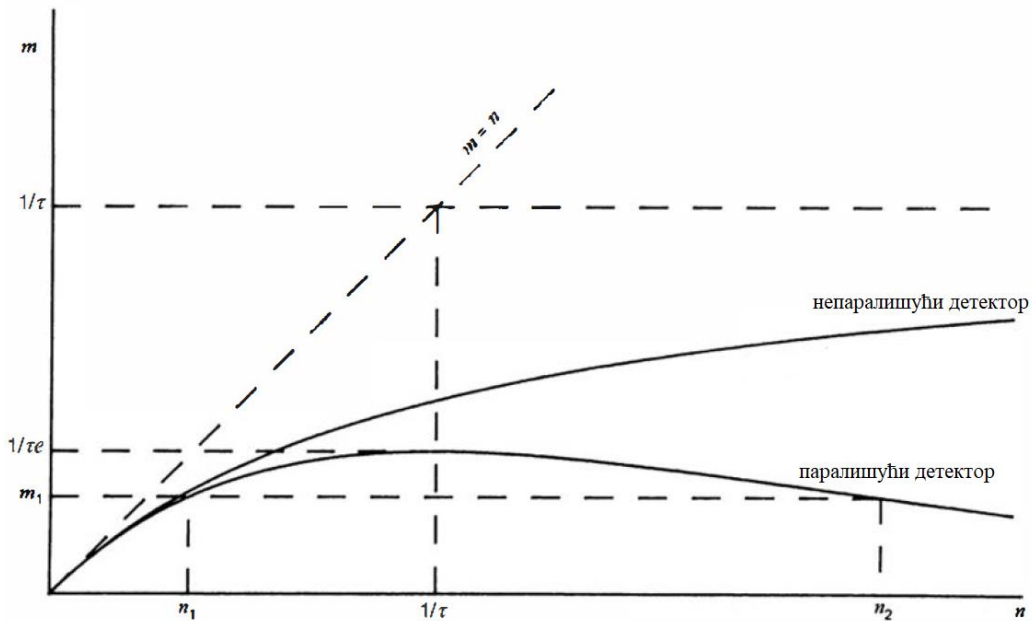
На основу мртвог времена је могуће дефинисати два модела детектора, паралишуће и непаралишуће детекторе. Реални детектори зрачења се могу описати као комбинација поменути два модела. Непаралишући детектори имају фиксну вредност временског интервала након детекције првог корисног сигнала. Кванти зрачења који произведу сигнале током мртвог времена неће бити детектовани, немајући утицај на функционисање детектора. Код паралишућих детектора сигнали који су се генерисали у детектору током мртвог времена, би пролонгирани временски интервал при којем детектор не може регистровати нови корисни сигнал. Регистровани број импулса детектора ( $m$ ) се може довести у везу са стварним бројем импулса ( $n$ ) следећим релацијама:

$$m = \frac{n}{1 + n\tau} \quad (6.4)$$



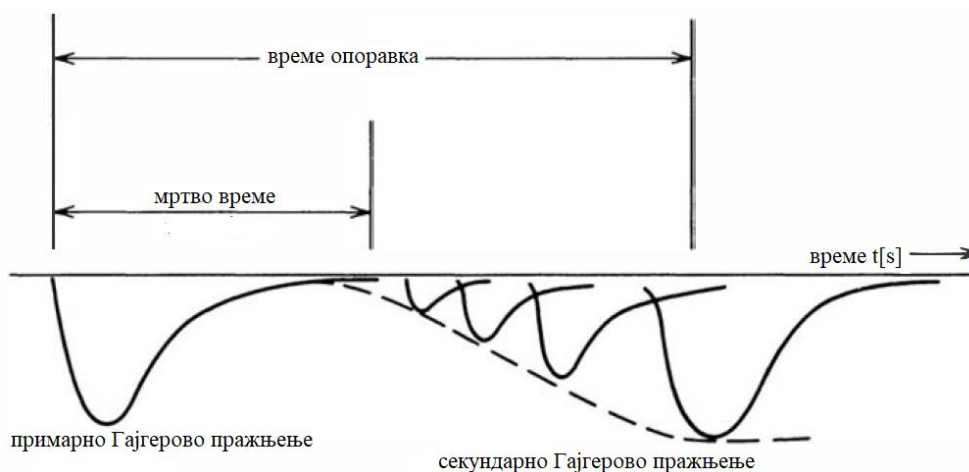
$$m = ne^{-n\tau} \quad (6.5)$$

за непаралишуће и паралишуће детекторе, респективно, где је  $\tau$  мртво време детектора. На слици 6.6 је приказана зависност регистрованог броја импулса од стварног броја импулса за оба модела детектора [7]. При ниској вредности јачине дозе се релације 6.4 и 6.5 могу приближно апроксимирати (за  $n \ll 1/\tau$ ) релацијом  $m \cong n(1 - n\tau)$  која важи за мале губитке услед утицаја мртвог времена. Зависност  $m = f(n)$  за непаралишуће детекторе има асимптотску вредност за коју детектор може детектовати нови сигнал након једног периода мртвог времена. У случају паралишућих детектора се за велике јачине дозе мртво време вишеструко увећава, при чему се јако мали број стварних догађаја региструје у детектору. Будући да се на основу слике 6.6 може закључити да се вредност регистрованог броја импулса  $m_1$  постиже за две различите вредности стварног броја импулса ( $n_1$  и  $n_2$ ), варирањем јачине дозе се може одредити да ли је детектор под изразитим утицајем мртвог времена или се налази у области ниских јачина доза за одређени детектор зрачења [7].



Слика 6.6. Зависност регистрованог броја импулса од стварног броја импулса за паралишући и непаралишући модел детектора. При ниским јачинама дозе се оба модела детектора понашају на приближно исти начин [7].

Нагомилавање позитивног просторног наелектрисања услед спорог дрифта јона у гасу даје за последицу гашење процеса гасне мултипликације Гајгеровог пражњења. Просторно наелектрисање онемогућава нови процес потпуног Гајгеровог пражњења све док се позитивни јони довољно не удаље од аноде тако да се интезитет електричног поља врати на почетну вредност пре прекида гасне мултипликације. За време дрифта јона може доћи до гасних мултипликација мањег интезитета, који често нису регистровани као користан сигнал (ниво излазног сигнала је испод прага детекције). У великом броју Г-М бројача мртво време има вредност у интервалу од 50 до 100  $\mu\text{s}$ . Време опоравка Г-М цеви представља временски интервал између два импулса максималне амплитуде, односно време између два Гајгера пражњења. На слици 6.7 су приказани мртво време и време опоравка Г-М цеви [7].



Слика 6.7. Шематски приказ мртваг времена и времена опоравка Г-М цеви [7].

### 6.1.7. Дозиметри са Гајгер-Милеровим цевима

Гасни детектори зрачења који раде у области гасне мултипликације путем Гајгеровог пражњења, се могу под одређеним условима користити као дозиметри јонизујућег зрачења. Да би се Г-М цеви користиле у области заштите од зрачења, за мерење оперативних дозиметријских величина за лични и амбијентални мониторинг, неопходно је инхерентна својства бројачког система модификовати тако да могу пружити информацију о дози путем оперативне дозиметријске величине. Да би Г-М цев ефикасно детектовала фотоне потребно је користити зид цеви од материјала који има високу вероватноћу интеракције са фотонима инцидентног зрачења. Дебљина зида треба да је довољно мала, тако да секундарни електрони настали у зиду цеви имају довољно енергије да мигрирају у активну запремину где започињу лавински процес и стварање електричног сигнала. Дубина зида Г-М цеви која је реда максималног домета секундарних електрона представља осетљиву област у зиду Г-М цеви за интеракцију са инцидентним фотонима, и генерисање секундарних електрона. Вероватноћа интеракције фотона са материјалом зида веома зависи од атомског броја материјала, тако да се често материјали велике вредности  $Z$  користе за израду катоду (уколико катоду представља унутрашњост зида цеви, као што је то случај са Г-М цевима у цилиндричној геометрији). Нискоенергетски фотони са великом вероватноћом интерагују са самим гасом испуне, тако да је за њихову детекцију довољно користити гас испуне већег атомског броја, уз повећање притиска под којим се гас налази [7].

Дозиметри на бази Г-М цеви који се користе за лични и амбијентални мониторинг се обично састоје од преносиве Г-М цеви, високонапонског извора за рад у области Гајгеровог пражњења, и систем за бројање импулса детектора у јединици времена (енг. *counts per second* – *cps*). Број импулса у јединици времена измерен помоћу Г-М цеви са собом не носи релевантну дозиметријску информацију. Да би се овакав гасни детектор могао користити као дозиметар неопходно је озвиг детектора модификовати облагањем активне запремине детектора додатним материјалом (најчешће оловом, калајем или комбинацијом ових материјала). Додавањем материјала на површину детектора се мењају његова осетљивост и ефикасност детекције фотона различитих енергија, односно детектор подлеже енергетској компензацији [7] [28]. О процесу енергетске компензације гасног детектора на бази Г-М цеви ради његове примене као амбијенталног дозиметра за мерење амбијенталног дозног еквивалента,  $H^*(10)$ , ће бити више речи у експерименталном делу дисертације.

## 6.2. Полупроводнички детектори јонизујућег зрачења

У поређењу са другим материјалима, полупроводници поседују својства која их чине веома погодним за детекцију јонизујућег зрачења. Најчешће коришћени материјал за израду полупроводничких детектора, силицијум (Si), је уједно и најраспрострањенији полупроводник који се користи за израду електронских компоненти и електричних кола, што значајно олакшава интеграцију детекционих механизма и пратеће електронике у детекторе зрачења. Као и код гасних детектора, при интеракцији јонизујућег зрачења са полупроводничким материјалом долази до генерисања парова наелектрисања који представљају основни електрични сигнал детектора [29].

### 6.2.1. Структура и особине силицијумских полупроводника

Најчешће коришћени полупроводнички материјали у сврху детекције јонизујућег зрачења (силицијум и германијум) имају кубичну површински центрирану атомску кристалну решетку налик на алотропску модификацију угљеника, дијамант. Сваки атом кристалне решетке формира ковалентну хемијску везу са по четири околна атома, будући да су ови хемијски елементи четворовалентни (односно налазе се у IVa групи периодног система елемената) [30]. Услед постојања периодичне структуре кристалне решетке дозвољена енергетска стања (дискретни енергетски нивои, према квантномеханичком третману) у којима се могу наћи електрони се групишу у енергетске зоне (односно долази до дегенерације дискретних енергетских стања). Валентни електрони у полупроводницима и изолаторима (диелектрицима) су у основном стању везани, односно налазе се у валентној зони. Уколико се валентним електронима саопшти довољно енергије (путем термалне енергије, енергије јонизујућег зрачења и сл.), могућ је прелаз електрона из валентне зоне у проводну зону, где се електрони могу слободно кретати кроз кристалну структуру, под дејством примењеног електричног поља, формирајући електрични сигнал полупроводника. Електрони који напусте валентну зону за собом остављају ваканцију, односно фиктивно позитивно наелектрисање под називом „шупљина“, тако да електричном сигналу једнако доприноси кретање слободних електрона у проводној зони, и кретање шупљина у валентној зони (кретање шупљина се може описати премештањем валентних електрона ради попуњавања насталих упражњених места у електронској конфигурацији).

Валентна и проводна зона су раздвојене енергетским процепом, који представља скуп енергетски забрањених стања у којима се електрони не могу наћи. На основу ширине енергетског процепа је могуће одредити проводна својства материјала, односно утврдити да ли је неки материјал полупроводник или диелектрик (за диелектрике је ова вредност обично изнад 5 eV, док је за полупроводнике знатно мања). Вероватноћа термалне екситације електрона и преласка електрона из валентне у проводну зону је описана следећом релацијом:

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} e^{\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)} \quad (6.6)$$

где  $T$  представља апсолутну температуру,  $E_g$  ширину енергетског процепа полупроводника,  $k$  Болцманову гасну константу<sup>4</sup>, а  $C$  коефицијент који је везан за карактеристику материјала. Уз одсуство термалне екситације (при температури од 0 K), сви електрони се налазе у валентној зони.

---

<sup>4</sup> Вредност Болцманове константе износи  $k = 1,381 \times 10^{-23}$  J/K.

Кретање носилаца наелектрисања представља суперпозицију дифузионог кретања и дрифтског кретања под дејством спољашњег електричног поља. За разлику од гасних детектора где слободни електрони имају значајно већу брзину дрифтског кретања (и покретљивост) од јона, у полупроводничким детекторима шупљине и електрони доприносе електричном сигналу, будући да имају сличне вредности покретљивости и брзине дрифта [7] [29].

Сопствени полупроводници (енг. *intrinsic*) представљају полупроводничке материјале са веома ниском концентрацијом нечистоћа. За концентрације електрона односно шупљина у идеалном сопственом полупроводнику важи:

$$n_i = p_i \quad (6.7)$$

где су  $n_i$  и  $p_i$  концентрације електрона и шупљина у сопственом полупроводнику, респективно. При собној температури концентрација електрона износи око  $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  у силицијуму, односно  $2,4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  у германијуму [7]. Вероватноћа да је енергетско стање попуњено електроном је одређена Ферми-Дираковом функцијом расподеле:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)}} \quad (6.8)$$

где  $E_F$  представља енергију Фермијевог нивоа, којем одговара вероватноћа попуњености од 50%. Претходна релација се може апроксимирати за електроне и шупљине у сопственим полупроводницима,  $F_n(E) \cong e^{-\frac{E-E_F}{kT}}$  и  $F_p(E) \cong e^{-\frac{E_F-E}{kT}}$ . Наведене апроксимативне релације указују на то да се сви електрони у проводној зони налазе изнад Фермијевог нивоа, док се све шупљине у валентној зони налазе испод Фермијевог нивоа, који се у сопственим полупроводницима налази приближно на средини енергетског процепа. Концентрације електрона и шупљина се након интеграције производа густине енергетских стања и вероватноће попуњености енергетских стања по свим енергетским стањима проводне, односно валентне зоне могу одредити следећим релацијама:

$$n = 2 \left( \frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_C-E_F}{kT}} = N_C e^{-\frac{E_C-E_F}{kT}} \quad (6.9)$$

$$p = 2 \left( \frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_F-E_V}{kT}} = N_V e^{-\frac{E_F-E_V}{kT}} \quad (6.10)$$

где  $m_n$ ,  $m_p$  представљају ефективне масе електрона, односно шупљина,  $h$  Планкову константу,  $k$  Болцманову константу,  $T$  апсолутну температуру,  $E_C$  доњу границу проводне зоне,  $E_V$  горњу границу валентне зоне, а  $N_C$ , и  $N_V$  ефективну густину стања у проводној и валентној зони, респективно. Енергија Фермијевог нивоа за сопствени полупроводник је комбиновањем релација 6.7, 6.9 и 6.10, одређена изразом:

$$E_i = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \left( \frac{m_p}{m_n} \right) \quad (6.11)$$

одакле се може закључити да је Фермијев ниво померен од средине енергетског процепа у зависности од прираштаја узрокованог разликом у ефективној маси електрона и шупљина [29].

Сопственом полупроводнику се додају велике концентрације нечистоћа у процесу који се назива допирање. У зависности од материјала допанта је могуће фабриковати полупроводник са повећаном концентрацијом електрона, односно шупљина у односу на сопствени полупроводник [29]. У чистом кристалу силицијума су сви атоми међусобно повезани ковалентним везама које се формирају између валентних електрона. Уколико се на месту неког

атома силицијума у кристалној решетки нађе атом петовалентног елемента, након формирања четири ковалентне везе са околним атомима силицијума, поменути атом садржи један валентни електрон вишка који уз веома малу количину енергије може начинити прелаз у проводну зону. Атоми који у оригиналној кристалној структури полупроводника увећавају концентрацију електрона се називају донорским нечистоћама,  $N_D$  (атоми попут фосфора и арсена). Вишак електрона који потиче од донорских нечистоћа не припада кристалној решетки, тако да се ови електрони могу наћи на дискретном енергетском нивоу који се налази непосредно испод проводне зоне унутар енергетског процепа. Допирани полупроводник остаје електронеутралан захваљујући постојању непокретних јонизованих атома нечистоћа. Концентрација електрона је у оваквом полупроводнику далеко већа од концентрације шупљина, тако да се електрони у полупроводнику  $n$ -типа називају већинским носиоцима наелектрисања [7].

Додавање тровалентних атома нечистоћа у сопствени полупроводник смањује концентрацију валентних електрона у полупроводнику, будући да тровалентни атом формира три ковалентне везе при чему је окружен са четири атома силицијума. Незасићена ковалентна веза, односно недостатак електрона представља фиктивно повећање концентрације шупљина у валентној зони. Електрони који би попунили ваканцију насталу допирањем су слабије везани од валентних електрона који су формирали ковалентну везу. Ова појава доводи до формирања дискретног енергетског нивоа непосредно изнад валентне зоне унутар енергетског процепа. Атоми нечистоћа који повећавају концентрацију шупљина у сопственом полупроводнику се називају атоми акцептора,  $N_A$  (попут бора, галијума), а допирани полупроводник се назива полупроводником  $p$ -типа. У допираном полупроводнику са атомима акцептора, шупљине се називају већинским носиоцима наелектрисања [7]. У табели 6.1 су приказани најчешћи донорски и акцепторски атоми за силицијумски сопствени полупроводник [29].

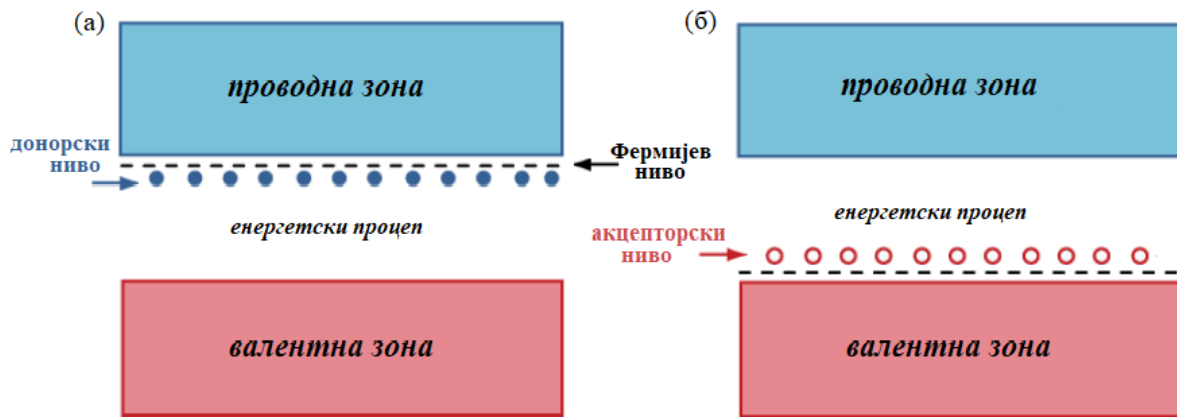
**Табела 6.1. Атоми нечистоћа који се додају у сопствени полупроводник, формирајући материјале са увећаном концентрацијом одређених носилаца наелектрисања, уз енергије дискретних енергетских стања насталих увођењем нечистоћа, у односу на границе валентне ( $E_V$ ) односно проводне ( $E_C$ ) зоне [29].**

Атом допанта		Атомски број, $Z$	Дискретни ен. ниво $\Delta E$ [meV]
Акцептор	B	5	$E_V + 45$
	Al	13	$E_V + 68$
	Ga	31	$E_V + 71$
	In	49	$E_V + 155$
	Tl	81	$E_V + 250$
Донор	N	7	$E_C - 140$
	P	15	$E_C - 45,3$
	As	33	$E_C - 53,7$
	Sb	51	$E_C - 42,7$
	Bi	83	$E_C - 70,6$

За допиране полупроводнике важи закон одржања, односно при увећању концентрације већинских носилаца, долази до смањења концентрације мањинских носилаца. За сваки полупроводник важи следећа релација:

$$n \cdot p = n_i \cdot p_i = n_i^2 \quad (6.12)$$

На слици 6.8 је дат приказ енергетских дијаграма полупроводника  $n$ - и  $p$ -типа.



Слика 6.8. Енергетски дијаграм полупроводника (а)  $n$ -типа са назначеним доворским дискретним енергетским стањем; (б)  $p$ -типа са назначеним акцепторским дискретним енергетским стањем. Фермијев ниво се код допираних полупроводника налази између дискретног стања допаната и одговарајуће зоне.

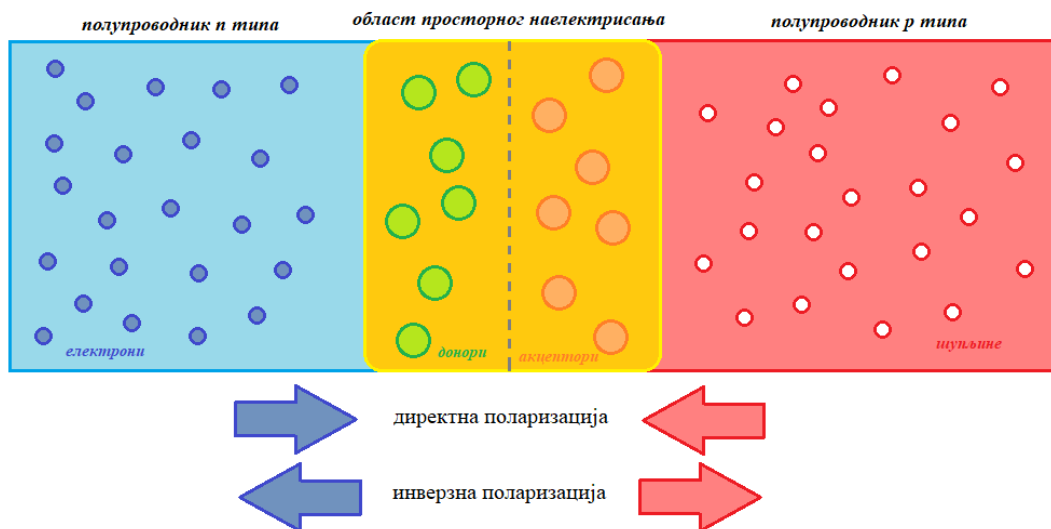
Носиоци наелектрисања се кроз полупроводнички кристал крећу дрифтовски и дифузионо све док нису сакупљени на електродама или док не буду рекомбиновани. Нежељене нечистоће у материјалу које нису унете допирањем сопственог полупроводника се називају дубоким нечистоћама јер формирају дискретна енергетска стања у близини средине енергетског процеса. Атоми акцептора и донора се називају плитким нечистоћама јер стварају дискретне енергетске нивое у близини одговарајућих зона, при крајевима енергетског процеса. Енергетски нивои настали услед присуства дубоких нечистоћа представљају „замке“ за носиоце наелектрисања, јер се носиоци наелектрисања у овим дискретним енергетским стањима могу задржати значајно дуже од времена живота слободних носилаца. Уколико на енергетским нивоима дубоких нечистоћа могу бити захваћене обе врсте носилаца наелектрисања, ови нивои се тада могу сматрати рекомбинационим центрима. Рекомбинација путем анихилације пара наелектрисања на дискретном енергетском нивоу нечистоће је вероватнија у односу на директну рекомбинацију при којој носиоци наелектрисања прелазе целу ширину енергетског процеса [7].

Уколико се носиоци наелектрисања налазе у примењеном електричном пољу великог интензитета, слично као и у гасном медијуму, носиоци наелектрисања могу стећи довољно енергије да генеришу нове парове наелектрисања. Овакви сударни процеси могу довести до лавинског процеса мултипликације носилаца наелектрисања [29].

### 6.2.2. Полупроводнички $p$ - $n$ спој

Основни полупроводнички детектори су засновани на споју полупроводника различитог допирања, односно полупроводничких материјала  $p$ - и  $n$ -типа. Често се приликом израде материјала спој формира уношењем различитих допаната на крајеве истог полупроводничког кристала. На месту споја полупроводника различитог типа долази до дифузије већинских носилаца наелектрисања у смеру њихове ниже концентрације (нпр. електрони дифундују из полупроводника  $n$ -типа у којем постоји повећана концентрација електрона, према полупроводнику  $p$ -типа где су електрони мањински носиоци), остављајући за собом наелектрисане јоне. Јони се у поређењу са носиоцима наелектрисања у полупроводнику могу сматрати непокретним наелектрисањем. Акумулирано просторно наелектрисање јона ствара промену у профилу примењеног електричног поља тако да се супротставља дифузионом кретању носилаца наелектрисања, односно формира контактну електрично поље. У близини границе  $p$ - и  $n$ - полупроводника се формира област просторног наелектрисања, односно област осиромашења. Уколико је концентрација доворских и акцепторских примеса у полупроводнику приближно једнака, област просторног наелектрисања се једнако простире у

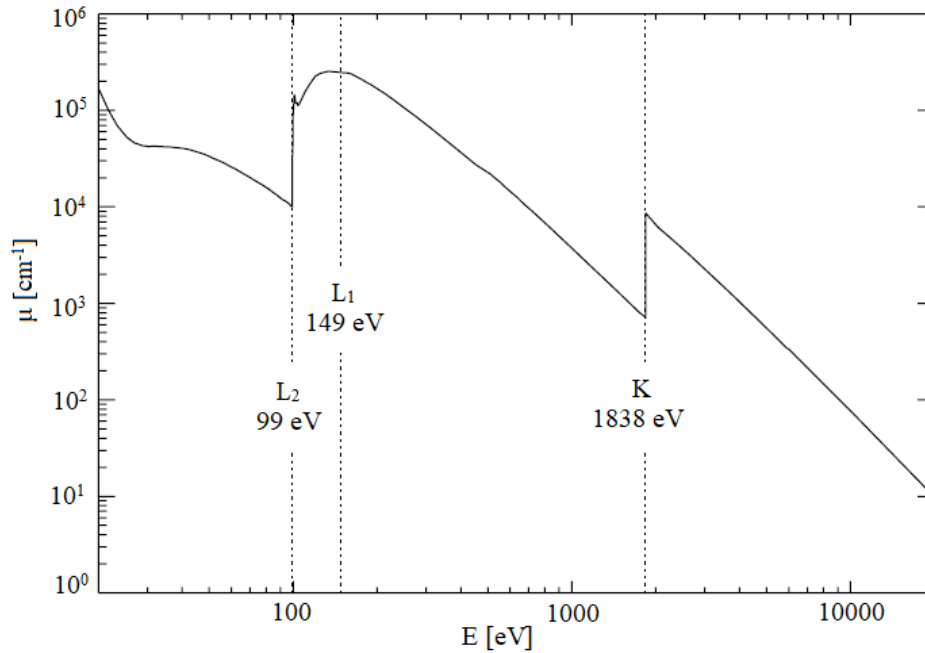
полупроводницима  $p$  и  $n$  типа. У општем случају област просторног наелектрисања се у већој мери простира на страну слабије допираног полупроводника у споју. Област просторног наелектрисања полупроводника у стању равнотеже не садржи носиоце наелектрисања, већ искључиво непокретне јоне који не доприносе електричном сигналу. При интеракцији јонизујућег зрачења са облашћу просторног наелектрисања генерисани парови наелектрисања формирају електрични сигнал детектора приликом кретања према електродама кроз област просторног наелектрисања. Дакле, област просторног наелектрисања представља активну запремину полупроводничких детектора [7] [29]. На слици 6.9 је дат шематски приказ полупроводничког  $p$ - $n$  споја.



**Слика 6.9.** Илустрација значајних области  $p$ - $n$  споја; већински носиоци у полупроводнику  $n$  типа електрони, док су у полупроводнику  $p$  типа шупљине; у околини места споја се формира област непокретног просторног наелектрисања (донори и акцептори); при директној поларизацији област просторног наелектрисања се смањује, док се при инверзној поларизацији увећава; стрелицама је приказан смер кретања већинских носилаца приликом поларизације, као и смер промене димензије области осиромашења.

При интеракцији јонизујућег зрачења са полупроводником долази до стварања парова наелектрисања електрон – шупљина без обзира на то да ли је полупроводнички материјал сопствени или допиран. Значајна предност полупроводничких детектора зрачења у односу на гасне детекторе јесте мала вредност средње енергије неопходне за генерисање парова наелектрисања. У поређењу са гасним детекторима где је за стварање пара наелектрисања електрон – јон неопходна енергија од 30 eV, у полупроводничким детекторима се пар електрон – шупљина може генерисати енергијом јонизације од 3 eV (за силицијум при температури од 300 K, износи 3,62 eV). Енергија неопходна за стварање пара електрон – шупљина је реда величине ширине енергетског процепца полупроводника [7]. Вишак енергије честице јонизујућег зрачења који се не утроши при интеракцијама са полупроводником у процесу јонизације односно на стварања парова наелектрисања, бива апсорбован у кристалу у виду енергије вибрација кристалне решетке (фонони), која се претвара у топлотну енергију [29].

Детекција фотона у полупроводничком материјалу зависи од вероватноће за интеракције фотоелектричне апсорпције и Комптоновог ефекта. Фотони високих енергија не могу бити детектовани са довољном ефикасношћу, односно могу прећи преко целокупне активне запремине детектора без интеракције, док фотони ниских енергија могу ступити у интеракцију са детектором пре него што стигну до активне запремине, не доприносећи сигналу детектора. На слици 6.10 је приказана зависност линеарног коефицијента атенуације снопа фотона од енергије, за интеракције са силицијумом [29].



Слика 6.10. Зависност линеарног коефицијента атенуације од енергије фотона за силицијум. На графику су приказани енергетски пикови који одговарају апсорпционим ивицама фотоелектричне апсорпције [29].

Неполарисани полупроводнички детектор на бази силицијумске диоде има веома малу ефикасност детекције јонизујућег зрачења, будући да је вредност контактнoг потенцијала који се формира на крајевима области просторног наелектрисања око 1 V, што резултира електричним пољем веома малог интензитета. Будући да је диода исправљачка електронска компонента заснована на  $p$ - $n$  споју, она ће проводити струју уколико је директно поларисана, јер је интензитет примењеног електричног поља већи од контактнoг електричног поља унутар области осиромашења. Директном поларизацијом  $p$ - $n$  споја се увећава проводност носилаца наелектрисања кроз компоненту, уз смањење области просторног наелектрисања. Инверзном поларизацијом  $p$ - $n$  споја, долази до проширења области просторног наелектрисања, односно до увећања активне области за детекцију јонизујућег зрачења, јер су примењено и контактнo електрично поље истог смера. Ширина области зависи од отпорности области осиромашења, која је ограничена чистоћом полупроводничког материјала пре допирања, односно концентрацијом нежељених нечистоћа [7]. Ширина области просторног наелектрисања (активне запремине) је одређена апроксимативном релацијом (у случају да је једна страна споја значајно више допирана од друге, нпр.  $N_D \gg N_A$ ):

$$d \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r U}{eN}} \quad (6.13)$$

где су  $\varepsilon_0$  и  $\varepsilon_r$  диелектрична пермитивност вакуума, и релативна диелектрична пермитивност полупроводничког материјала,  $U$  напон инверзне поларизације споја,  $e$  елементарно наелектрисање електрона, а  $N$  концентрација примеса на мање допираној страни споја. Дакле, величина активне запремине се може увећати повећањем напона инверзне поларизације и смањењем допираности мање допиране стране споја, тако да је концентрација допанта већа од концентрације нежељених нечистоћа [29].



У области просторног наелектрисања се електрично поље простире тако да већински носиоци наелектрисања нису у могућности да дифузијом напусте допиране полупроводнике. Ипак, мањински носиоци наелектрисања могу мигрирати у област просторног наелектрисања формирајући значајну компоненту струје цурења детектора. Значајан допринос струји цурења има и генерисање парова електрон - шупљина у области осиромашења термалном побудом. Силицијумски полупроводници немају изражено стварање парова наелектрисања термалном побудом, за разлику од германијумских полупроводника који захтевају хлађење детектора (услед мање ширине енергетског процепа). [7]

### 6.2.3. Конфигурације полупроводничких детектора

Полупроводнички диодни детектори се могу фабриковати напаравањем кристала који садржи једну врсту допанта, другом врстом допанта (нпр. напаравање полупроводника  $p$ -типа, донорским нечистоћама). При површини полупроводничког материјала се формира област  $n$ -типа високе концентрације донорских примеса, на дубини која одговара дифузији примеса. Услед високе концентрације донорских примеса се област просторног наелектрисања простире већим делом према  $p$  делу полупроводника, при чему површинска  $n$  област представља слој материјала кроз који се зрачење мора трансмитовати без интеракција не би ли било детектовано у области осиромашења. Због постојања овог слоја материјала који се налази на трајекторији честица зрачења, детектори са дифундованим спојем су готово потпуно замењени алтернативним конфигурацијама полупроводничких детектора [7].

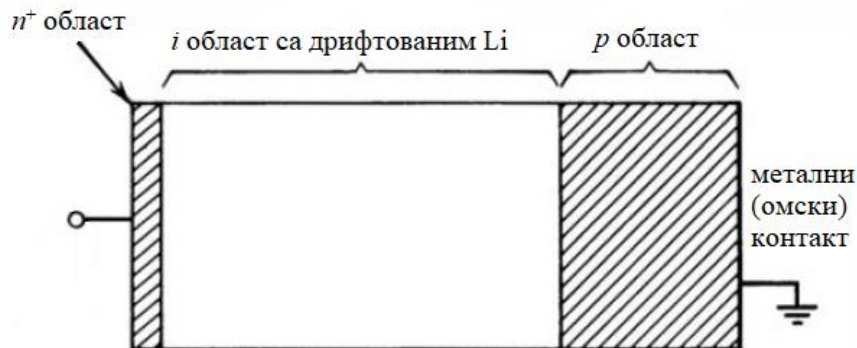
Детектори са површинском баријером представљају конфигурацију са танким улазним слојем, ради смањења вероватноће интеракције ван области просторног наелектрисања. Танак улазни слој се постиже стварањем велике концентрације замки за електроне на површини кристала  $n$ -типа (замке за електроне представљају метали који су еквивалентни полупроводничким материјалима  $p$ -типа). Један од начина за фабриковање ове конфигурације полупроводничких детектора јесте урезивање и напаравање честица злата уз дозвољену оксидацију контактне површине. Танак слој оксида представља површинску баријеру. Детектор са површинском баријером је могуће направити и почевши од кристала  $p$ -типа који се напарава алуминијумом, формирајући танак слој који је еквивалентан полупроводнику  $n$ -типа (замке за шупљине). Главни недостатак ове конфигурације јесте оптичка транспарентност улазног прозора. Услед мале вредности енергетског процепа полупроводника, фотони из видљивог дела светлости електромагнетног спектра (3 - 4 eV) могу генерисати парове наелектрисања [7].

Конфигурација полупроводничких силицијумских детектора која није осетљива на амбијенталне услове, уз постојање танког улазног слоја материјала захтева јонску имплантацију помоћу акцелератора. Површина полупроводника се излаже снопу моноенергетских јона, одређене вредности енергије, и домета у полупроводничком материјалу, што омогућава контролисано допирање материјала. Слојеви полупроводника могу имати веома високе концентрације акцепторских или донорских примеса, формирајући танке слојеве  $p^+$ -типа, односно  $n^+$ -типа полупроводника [7].

Најпогоднија конфигурација силицијумских полупроводника за детекцију јонизујућег зрачења јесу потпуно осиромашени детектори. При овој конфигурацији се примењени напон инверзне поларизације доводи до граничне вредности, тако да је ширина области осиромашења (активне запремине) максимална (према једначини 6.13). Такође, путем јонске имплантације, јонске дифузије или применом површинске баријере се формира танак слој јако допираног полупроводничког материјала, у кристалу који има веома ниску концентрацију примеса, блиску сопственом полупроводнику (високе чистоће, према једначини 6.13). Веома слабо допиране области  $n$ - и  $p$ - типа се називају  $v$  и  $\pi$  областима, респективно. Дакле, полупроводничким спојевима  $n^+-\pi$  и  $p^+-v$  могуће је постићи највећу ширину области

просторног наелектрисања уз примену максималне вредности напона инверзне поларизације уз ниску концентрацију нечистоћа у слабо допираном (беспримесном) полупроводнику. Даље повећање примењеног напона повећава интезитет електричног поља, односно ефикасност сакупљања парова наелектрисања [7].

Увећање активне запремине силицијумског детектора зрачења је могуће стварањем неутралне области у полупроводничком материјалу, у којој су концентрације акцепторских и донорских примеса приближно једнаке. Неутрална област настала компензацијом утицаја донорских и акцепторских нечистоћа се може сматрати активном облашћу силицијумског детектора. Компензацију и стварање неутралне (енг. *intrinsic*, *i*) области је могуће извршити дрефтовањем атома литијума у полупроводнички кристал. Процес производње полупроводника велике чистоће резултира полупроводничким кристалима који поседују веома малу концентрацију акцепторских примеса, тако да се полазни силицијумски кристали могу сматрати кристалима *p*-типа. Да би се компензација успешно извршила неопходно је у кристал инјектовати примесе које представљају доноре електрона. Алкални метали попут литијума имају велику вероватноћу заузимања интерстицијских (међучворних) позиција унутар кристалне решетке силицијума. Процес компензације започиње напаравањем једног краја полупроводничког кристала *p*-типа великом концентрацијом литијума, формирајући *n*-област у полупроводнику. Применом напона инверзне поларизације јони литијума споро дрефтују према ниско допираној *p* области, вршећи њену компензацију. У компензованој *i* области не постоји просторно наелектрисање, отпорност ове области је веома велике вредности у поређењу са *p* и *n* областима, тако да је електрично поље унутар компензоване области униформно. Ширина компензоване области одређује активну запремину *p-i-n* конфигурације силицијумског детектора, док кретање носилаца наелектрисања према *p-i* и *i-n* граничним површинама ствара основни електрични сигнал детектора. На слици 6.11 је приказана структура *p-i-n* конфигурације детектора [7].



Слика 6.11. *p-i-n* конфигурација Si детектора; постиже се напаравањем полупроводника *p*-типа високе чистоће, након чега се применом напона инверзне поларизације атоми Li дрефтовски крећу према *p* области, вршећи њену компензацију [7].

#### 6.2.4. Дозиметри са силицијумским диодама

Полупроводничке силицијумске и германијумске детекторе карактерише висока енергетска резолуција, због чега налазе примену у спектрометрији јонизујућег зрачења. Германијумски полупроводнички детектори нису погодни за дозиметрију фотонског зрачења нижих енергија због високе вредности атомског броја ( $Z = 32$ ) у поређењу са силицијумом ( $Z = 14$ ), јер је вероватноћа за фотоелектричну апсорпцију ових фотона ван активне запремине германијумског полупроводника висока. Примена силицијумских детектора у дозиметријске сврхе је започета најпре у медицини, у области радиотерапије. Дозиметри на бази силицијумске диоде морају бити веома мале запремине ради испуњења Браг-Грејевих услова теорије шупљина, уз довољну величину активне запремине ради минимизације губитака на осетљивости. Пожељно је да материјали који окружују диоду буду ткивно еквивалентни (мале вредности атомског броја). Повећањем енергије зрачења које је потребно детектовати, неопходно је повећати активну запремину детектора, ради веће ефикасности детекције [31].

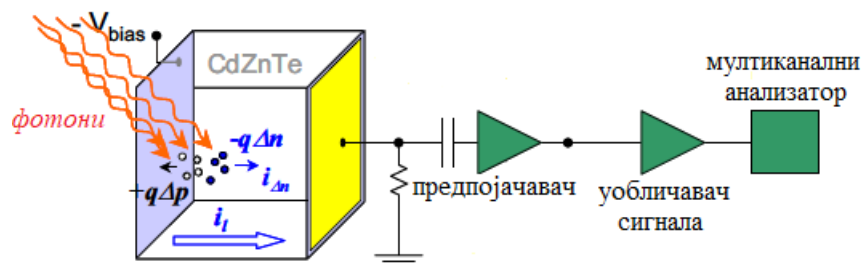
Силицијумски детектори засновани на диодном  $p-n$  споју у  $p-i-n$  конфигурацији са дрифтованим литијумом се у великој мери користе у области заштите од зрачења као дозиметри за лични мониторинг. Детекција фотонског зрачења се може одвијати сакупљањем парова наелектрисања који се генеришу при интеракцијама фотона са активном запремином, или пак секундарних електрона који мигрирају у активну запремину након интеракција фотона са материјалима који се налазе око диоде. Уколико се диода користи у импулсном режиму рада, њена осетљивост на фотоне различитих енергија се разликује за неколико редова величине, тако да диодни дозиметри захтевају сличну процедуру енергетске компензације, попут оне примењене на Г-М бројаче. Енергетска компензација силицијумских детектора се врши облагањем детектора танким слојевима бакра и калаја. Силицијумски диодни детектори се могу користити и у струјном режиму рада, јер су вредности масеног коефицијента за апсорпцију енергије за силицијум сличне вредностима за ткиво, у опсегу енергија фотона од 150 keV до 1 MeV, што значи да су процеси конверзије енергије гама фотона у секундарне електроне у овим материјалима слични [7]. О могућности примене полупроводничких диодних детектора јонизујућег зрачења у оквиру активних електронских личних дозиметара у области заштите од зрачења, ће бити више речи у експерименталном делу дисертације.

#### 6.2.5. Кадмијум телуридни детектори

Полупроводнички детектори на бази полупроводничких материјала кадмијум телурида (CdTe) имају широку примену у медицини и индустрији, због могућности детекције X- и  $\gamma$ -зрачења без неопходног хлађења. Због великих вредности атомског броја ( $Z = 48$  за Cd,  $Z = 52$  за Te), и довољне ширине енергетског процепа (око 1,52 eV) ови детектори се могу користити без додатног хлађења, пружајући велику ефикасност детекције. Додавањем цинка у одређеној размери, поред CdTe детектора се користе и кадмијум-цинк телурид детектори ( $Cd_{1-x}Zn_xTe$ ). Масени удео Zn у једињењу се креће од 0,04 до 0,20. Варирањем удела Zn је могуће изменити ширину енергетског процепа у опсегу од 1,53 eV до 1,64 eV [7]. Вероватноћа за појаву фотоелектричне апсорпције инцидентних фотона у CdTe и CdZnTe је за око 100 пута већа у поређењу са Si полупроводничким детекторима. Методама електричне компензације (попут јонске имплантације) је могуће створити велике области просторног наелектрисања уз ниске вредности струје цурења [7] [32].

Електрична компензација постојећих дефеката у полупроводничком кристалу CdZnTe се врши увођењем донорских примеса попут Al, Ga, In и Cl [32]. Као и код класичних силицијумских полупроводника на крајеве детектора се примењује напон инверзне поларизације, омогућавајући ефикасно сакупљање парова наелектрисања који настају у области просторног наелектрисања при интеракцији јонизујућег зрачења са активном запремином. Електрична струја, која настаје при кретању наелектрисања у области просторног

наелектрисања, се води на предпојачавачки степен који производи напонски сигнал амплитуде која је пропорционална количини сакупљеног наелектрисања. Фотони различитих енергија производе напонске импулсе различитих амплитуда у предпојачавачу, као и пикове различитих позиција у мултиканалном анализатору. На слици 6.12 је дат шематски приказ детекције фотона помоћу CdZnTe полупроводничког детектора [32].



**Слика 6.12. Детекција фотона помоћу CdZnTe полупроводничког детектора. Струјни сигнали настали кретањем наелектрисања у области осиромашења, генеришу сигнале различитих амплитуда на предпојачавачу, и пикове различитих позиција у мултиканалном анализатору [32].**

У експерименталном делу рада је испитана могућност примене спектрометра<sup>5</sup> на бази CdZnTe у сврху амбијенталног мониторинга, односно мерења оперативне дозиметријске величине, амбијентални дозни еквивалент, у сарадњи са Националним метролошким институтом Немачке (нем. *Physikalisch - Technische Bundesanstalt*, PTB).

<sup>5</sup> Да би се детектор зрачења користио као спектрометар неопходно је да има велику вероватноћу интеракције са инцидентним фотонима, стварајући секундарне електроне, при чему може сакупити целокупно наелектрисање које настане при интеракцији секундарних електрона са медијумом. Сигнал идеалног спектрометра садржи искључиво пик фотоелектричне апсорпције, без континуалног нискоенергетског дела спектра [2].

## 7. МЕТРОЛОГИЈА ДОЗЕ ФОТОНСКОГ ЈОНИЗУЈУЋЕГ ЗРАЧЕЊА

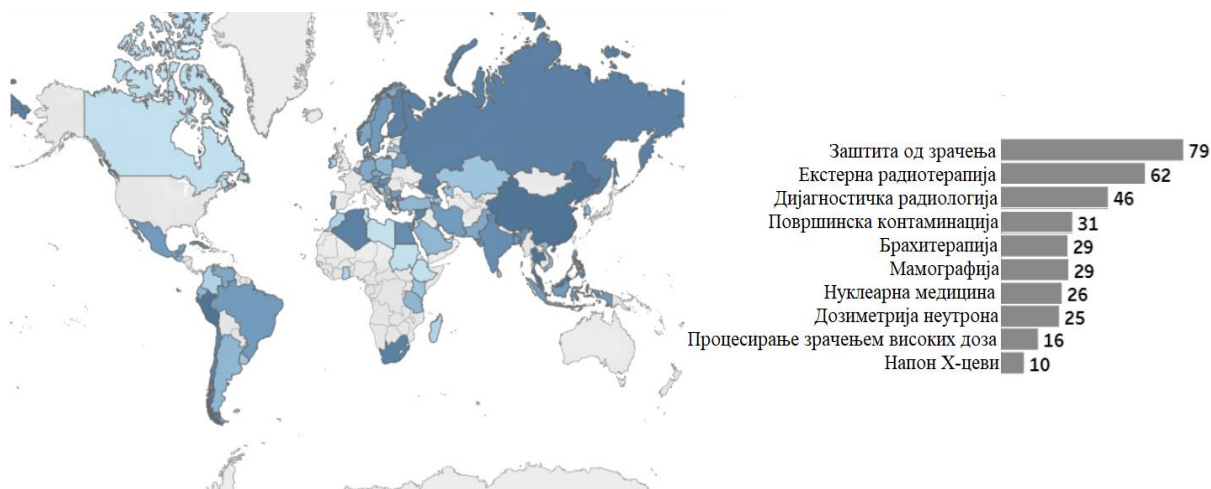
Дозиметар представља детектор зрачења који се користи за апсолутно или релативно мерење дозиметријских величина попут експозиције, керме, апсорбоване дозе, као и оперативних дозиметријских величина у области заштите од зрачења. Мерење дозиметријске величине представља одређивање вредности физичке величине коришћењем дозиметара. Да би се уређај сматрао дозиметром неопходно је да се у њему дешавају физичке или хемијске промене (проузроковане интеракцијама са јонизујућим зрачењем) које се могу веродостојно квантификовати његовом калибрацијом [22].

### 7.1. Еталонирање и метролошка следљивост

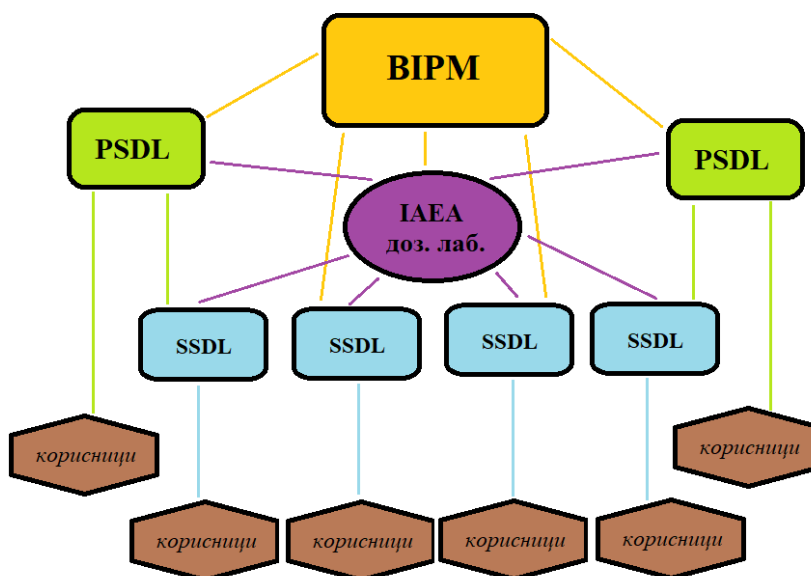
Еталонирање (калибрација) мерног уређаја представља процес успостављања корелације између вредности физичке величине измерене еталоном, и вредности измерене мерним уређајем, при стандардним условима [26]. Примарни еталон представља мерни уређај највишег метролошког квалитета у одређеној метролошкој области. Примарни еталони за величине у области дозиметрије се одржавају у примарним дозиметријским лабораторијама (енг. *Primary Standard Dosimetry Laboratory, PSDL*) које се баве примењеним истраживањима у области метрологије јонизујућег зрачења, и учествују у међулабораторијским интеркомпарацијама. Примарни еталон у области дозиметрије и заштите од зрачења је отворена ваздушна јонизациона комора, код које се сакупљена количина наелектрисања настала при интеракцији јонизујућег зрачења са активном запремином доводи у везу са дозиметријском величином, керма у ваздуху. Секундарни еталони представљају мерне уређаје чија је измерена вредност одговарајуће физичке величине одређена директним поређењем са примарним еталоном, односно еталонирањем у односу на примарни еталон. Секундарни еталони у области дозиметрије се налазе и одржавају у секундарним дозиметријским лабораторијама (енг. *Secondary Standard Dosimetry Laboratory, SSDL*). Секундарна дозиметријска лабораторија је лабораторија која на националном нивоу може представљати именованог носиоца секундарног еталона, доводећи у везу уређаје за мерење дозиметријских величина крајњих корисника са међународним стандардима и еталонима [33]. Потреба за међународно успостављеним ланцем метролошке следљивости у области јонизујућег зрачења постоји најпре због развоја радиотерапије, и потребе за високом прецизношћу одређивања апсорбованих доза при радиотерапијским процедурама. Будући да све примене јонизујућег зрачења директно или индиректно утичу на здравље људи, значај следљивости у дозиметрији је у минимизацији ризика од нежељеног сувишног излагања јонизујућем зрачењу, повећањем прецизности одређивања дозе [33].

Међународна агенција за нуклеарну енергију (енг. *International Atomic Energy Agency, IAEA*) је у сарадњи са Светском здравственом организацијом (енг. *World Health Organization, WHO*) 1976. године формирала мрежу секундарних дозиметријских лабораторија (*IAEA/WHO SSDL Network*), која представља директну везу националних дозиметријских еталона са међународним системом мера који има следљивост до Међународног бироа за мере и тегове (фр. *Bureau International des Poids et Mesures, BIPM*). Мрежа секундарних лабораторија има за улогу побољшање дозиметријске прецизности, посебно у области радиотерапије, и заштите од зрачења; успостављање везе чланова мреже са међународним системом јединица помоћу примарних дозиметријских лабораторија; размену искустава међу члановима мреже у сврху унапређења дозиметријских процедура, ради постизања униформности метода мерења на светском нивоу [33]. На слици 7.1 је приказана међународна мрежа секундарних дозиметријских лабораторија са наведеним областима примене јонизујућег зрачења и бројем услуга еталонирања, које су на располагању крајњим корисницима дозиметара [34], док је на слици 7.2 дат шематски приказ корелација крајњих корисника са BIPM [33]. Секундарна дозиметријска лабораторија у Србији, се налази у Институту за нуклеарне науке Винча (енг.

*Vinca Institute of Nuclear Sciences, VINS*). У метролошкој лабораторији за еталонирање, која се налази у саставу лабораторије за заштиту од зрачења и заштиту животне средине ИИН Винча, се врше еталонирања у областима заштите од зрачења, екстерне радиотерапије, дијагностичке радиологије (укључујући мамографију и еталонирање уређаја за мерење високог напона рендгенске цеви неинвазивном методом).



Слика 7.1. Географска карта света са обележеним државама које припадају међународној *IAEA/WHO* мрежи секундарних дозиметријских лабораторија. На графику десно је приказан укупан број лабораторија које врше одређене услуге калибрације [34].



Слика 7.2. Корелација између крајњих корисника дозиметара и *BIPM* путем ланца метролошке следљивости, са назначеним примарним, секундарним и *IAEA* дозиметријским лабораторијама [33].

Примарни еталони се налазе у врху ланца метролошке следљивости. Остали мерни уређаји се еталонирају у односу на секундарне или примарне стандарде, формирајући непрекидан ланац метролошке следљивости. Резултат еталонирања је калибрациони коефицијент, који представља однос референтне вредности физичке величине измерене еталоном, и вредности одређене мерним уређајем који се еталонира. Калибрациони коефицијент јонизационе коморе која у метролошком ланцу следљивости представља секундарни еталон је дефинисан релацијом:

$$N_k = \frac{K_{air}}{M} \quad (7.1)$$

где  $K_{air}$  представља референтну вредност керме у ваздуху измерене примарним еталоном, док је  $M$  показивање уређаја који се еталонира (јонизациона комора мери количину наелектрисања која настане у активној запремини). Јединица мере за калибрациони коефицијент јонизационе коморе у области заштите од зрачења је  $\mu\text{Gy}\cdot\text{nC}^{-1}$ . Уколико се еталонирање уређаја врши у сврху мерења оперативних дозиметријских величина, врши се конверзија референтне вредности измерене секундарним еталоном у одговарајућу оперативну дозиметријску величину, применом конверзионих коефицијената (видети одељак 5.5.3). Поређењем референтне вредности оперативне величине и индикације инструмента који се еталонира се добија бездимензиони калибрациони фактор (односно  $\text{Sv}\cdot\text{Sv}^{-1}$ ) [24] [26].

Будући да се еталонирање дозиметара врши само у одређеним квалитетима зрачења, најчешће у референтном квалитету зрачења, или у одређеном квалитету који одговара свакодневном коришћењу поменутог уређаја, потребно је вршити и испитивање понашања дозиметара при различитим условима од референтних услова, при којима је извршено њихово еталонирање. У ту сврху је дефинисан одзив мерног уређаја (дозиметра) као однос измерене вредности мерним уређајем, и референтне вредности измерене еталоном. Уколико дозиметар у области заштите од зрачења мери одређену оперативну дозиметријску величину, одзив дозиметра је дефинисан као:

$$R = \frac{M}{H_{ref}} \quad (7.2)$$

где је  $M$  показивање испитиваног дозиметра, а  $H_{ref}$  референтна вредност оперативне дозиметријске величине (измерена еталоном, затим конвертована помоћу конверзионих коефицијената). Референтна вредност дозиметријске величине представља најбољу процену измерене вредности примарним или секундарним еталонима, односно референтним уређајима који су еталонирани у односу на примарне или секундарне еталоне (ткзв. радни еталон). Одзив дозиметра зависи од спектралне и дирекционе расподеле, односно представља функцију енергије и упадног угла снопа инцидентног зрачења. Одзив је при референтним условима једнак реципрочној вредности калибрационог фактора. При испитивању (типа) дозиметара се утицај промене енергије фотона и угла инциденције на одзив у односу на референтне услове при којима је уређај еталониран може раздвојити на искључиво енергетски одзив дозиметра  $R(E)$  и ангуларни одзив дозиметра  $R(\Omega)$ . При одређивању енергетског одзива дозиметра се не мења угао инциденције упадног снопа зрачења, односно снап зрачења се сматра монодирекционим. Аналогно, при одређивању ангуларног одзива се не мења енергија инцидентног зрачења, тј. снап зрачења је моноенергетски [24] [26].

### 7.1.1. Утицајне величине

Утицајне величине представљају физичке величине које нису резултат мерења, али својим дејством утичу на сам процес и резултат мерења. Калибрациони коефицијент се изражава за референтне услове, при чему се за сваку девијацију од референтних услова уводе корекциони фактори. Стандардни тест услови представљају опсег вредности утицајних величина за које је могуће вршити калибрацију или испитивање уређаја. Измерена вредност уређајем који се испитује се коригује на показивање када се не налази у пољу зрачења, односно када мери искључиво ниво позадинског зрачења (фона), као и на девијацију утицајних величина од њихових референтних вредности (у оквиру опсега вредности за тестирање), у виду производа корекционих фактора:

$$M = (M_i - M_0) \prod_i k_i \quad (7.3)$$

где  $M$  и  $M_i$  представљају кориговано и некориговано показивање дозиметра,  $M_0$  вредност измерену без присуства поља зрачења (фон),  $k_i$  корекционе факторе на ефекат утицајних величина ( $k_i = 1$  за референтне услове). Референтне вредности и опсег стандардних тест вредности за поједине утицајне величине су приказани у табели 7.1 [24].

**Табела 7.1. Утицајне величине и њихове референтне вредности уз опсег стандардних вредности при тестирању дозиметара [24].**

Утицајна величина	Референтни услови	Стандардни тест услови
температура	20 °C	18 - 22 °C
релативна влажност	65 %	50 - 75 %
притисак	101.3 kPa	86 - 106 kPa
напон напајања	номинални напон	номинални напон $\pm 3\%$
фотонско зрачење	$^{137}\text{Cs}$	$^{137}\text{Cs}$
неутронско зрачење	$^{241}\text{Am/Be}$	$^{241}\text{Am/Be}$
бета зрачење	$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$
фантом	30 × 30 × 30 cm <sup>3</sup> блок фантом од ICRU ткива	ISO блок фантом од H <sub>2</sub> O
позадинско зрачење	< 0,1 $\mu\text{Sv/h}$	< 0,25 $\mu\text{Sv/h}$

У општем случају измерена вредност физичке величине секундарним еталоном се коригује на утицајне величине путем производа корекционих фактора  $\prod_i k_i$ , који у себи садржи следеће факторе:

$$\prod_i k_i = k_D k_{dis} k_{sta} k_x \quad (7.4)$$

где  $k_D$  представља корекциони фактор на густину ваздуха (видети релацију 6.2),  $k_{dis}$  корекцију на девијацију у позиционирању референтне тачке у односу на референтно растојање,  $k_{sta}$  корекцију на дуговременску стабилност еталона, а  $k_x$  представља скуп корекционих фактора значајно мањег (скоро занемарљивог) утицаја на измерену вредност. Скуп корекционих фактора је дефинисан производом:

$$k_x = k_{elec} k_{lin} k_{sat} k_{leak} k_{rh} k_{pol} k_{rot} k_{fs} k_{hom} \quad (7.5)$$

где  $k_{elec}$  представља корекцију на утицај електрометра (уколико јонизациона комора није еталонирана са поменутиим електрометром),  $k_{lin}$  корекцију на нелинеарност мерног система,  $k_{sat}$  корекцију на рекомбинацију парова наелектрисања у активној запремини,  $k_{leak}$  корекцију на постојање струје цурења у мерном систему,  $k_{rh}$  корекциони фактор на девијацију влажности ваздуха од референтне вредности,  $k_{pol}$  корекцију на мерење при различитој вредности напона поларизације јонизационе коморе од напона коришћеног при еталонирању коморе,  $k_{rot}$  корекцију на девијацију положаја коморе у односу на референтну оријентацију у пољу зрачења,  $k_{fs}$  корекциони фактор за одступање у величини поља зрачења од референтне димензије и  $k_{hom}$  корекцију на нехомогеност снопа зрачења [35].

Утицај поларизације може бити од значаја уколико се јонизациона комора користи у пољима фотонског зрачења ниских енергија (попут X-фотона). Корекциони фактор за поларизацију јонизационе коморе је дефинисан релацијом:

$$k_{pol} = \frac{|M_+| + |M_-|}{2M} \quad (7.6)$$



где је  $M$  вредност физичке величине измерена применом поларитета јонизационе коморе који одговара референтној поларизацији при којој је јонизациона комора калибрисана, а  $|M_+|$  и  $|M_-|$  измерене вредности јонизационом комором услед примењеног позитивног напона поларизације, и негативног напона поларизације исте вредности, респективно [22].

У области засићења гасних детектора, процеси гасне мултипликације и рекомбинације се одвијају у конкуренцији (видети одељке 6.1.1 и 6.1.2), у зависности од примењеног напона на електроде гасног детектора. У области дозиметрије и заштите од зрачења се јонизационе коморе обично користе у области примењеног напона која се налази на граници области рекомбинације и области засићености, или у области засићености. Уколико се ефикасност сакупљања наелектрисања јонизационе коморе дефинише као однос сакупљеног наелектрисања при примењеном напону  $U$  и сакупљеног наелектрисања при раду коморе у области засићења, сматра се да се јонизационе коморе користе у напонској области за коју важи да је ефикасност  $f \in (0,98; 1]$ . Уколико се сакупљање парова наелектрисања унутар активне запремине јонизационе коморе врши при примењеном напону који одговара референтној вредности напона поларизације ( $U_N$ ) и на напону ниже вредности истог знака поларизације ( $U_L$ ), корекциони фактор на рекомбинацију парова наелектрисања при референтној вредности напона поларизације се дефинише релацијом:

$$k_{sat}(U_N) = \frac{\frac{M_N}{M_L} - 1}{\frac{U_N}{U_L} - 1} \quad (7.7)$$

где су  $M_N$  и  $M_L$  измерене вредности наелектрисања при нормалном напону и нижој вредности напона поларизације, респективно [22].

### 7.1.2. Одређивање калибрационог коефицијента

При еталонирању дозиметара у области заштите од зрачења, помоћу секундарног еталона (јонизациона комора) је неопходно измерити референтну вредност оперативне дозиметријске величине, која представља најбољу процену тачне вредности. Референтна вредност личног или амбијенталног дозног еквивалента је одређена као:

$$H = hN_R M_R \quad (7.8)$$

где  $h$  представља конверзиони коефицијент из керме у ваздуху у оперативну дозиметријску величину,  $N_R$  калибрациони коефицијент јонизационе коморе, и  $M_R$  измерену количину наелектрисања јонизационом комором, кориговану на одступање од референтних услова. Секундарни еталон се калибрише у односу на примарни еталон у одређеним временским интервалима, при чему се дуговременска контрола стабилности еталона врши више пута током једног калибрационог периода. За контролу стабилности јонизационе коморе се користи тест извор (попут  $^{90}\text{Sr}$ ) или се комора поставља у претходно калибрисано поље зрачења. Секундарни еталон се сматра стабилним уколико се вредности измерене под истим геометријским условима налазе у интервалу  $\pm 2\%$  од референтне вредности током калибрационог периода, при чему се на измерене вредности примењују корекције на радиоактивни распад (уколико је извор зрачења радионуклид), и на густину ваздуха [24].

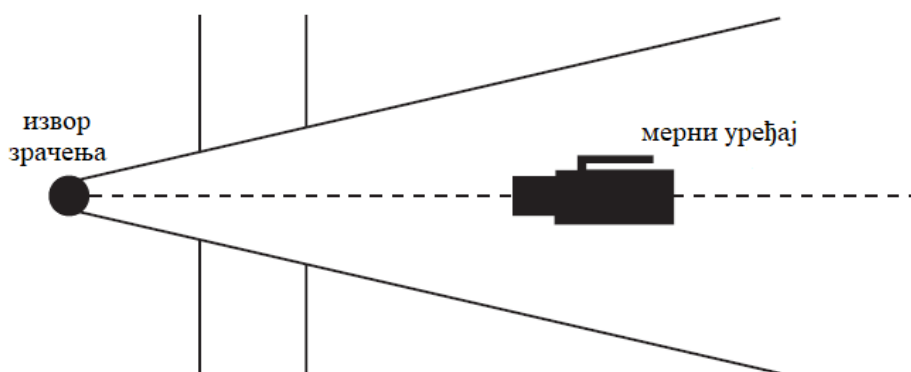
При еталонирању уређаја је неопходно позиционирати референтну тачку уређаја на унапред дефинисано растојање између уређаја и извора зрачења, имајући у виду и референтну оријентацију уређаја. Дозиметри се постављају на растојање при којем им се целокупна активна запремина налази у пољу зрачења. Будући да се лични дозиметри постављају на одговарајући фантом, фантом и дозиметар се сматрају једним ентитетом током еталонирања, тако да се постављају на растојање при којем је цела предња површина фантома изложена

пољу зрачења, а референтна тачка ентитета представља референтну тачку дозиметра. Слагање референтне тачке са растојањем на којем се врши еталонирање је од великог значаја за испитивање ангуларног одзива дозиметара, где је оса ротације одређена референтном тачком [24] [26]. Према ISO 4037 међународном стандарду калибрациони коефицијент и одзив дозиметра је могуће одредити на четири начина [26].

- Еталонирање у познатом пољу зрачења (слика 7.3) – уколико се еталонирање дозиметара обавља у пољу зрачења за које је вредност дозног еквивалента позната на датом растојању, калибрациони коефицијент мерног инструмента је одређен изразом:

$$N_I = \frac{H}{M_I} \quad (7.9)$$

где је  $M_I$  показивање мерног инструмента који се еталонира, кориговано на амбијенталне услове, а  $H$  вредност дозног еквивалента на датом растојању. Да би се еталонирање могло извести у познатом пољу зрачења, неопходно је извршити карактеризацију поља зрачења помоћу секундарног еталона [26].

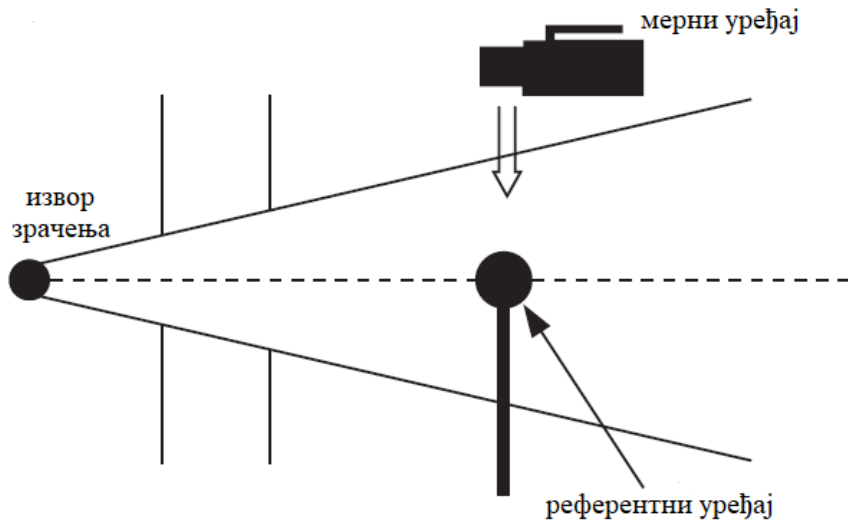


Слика 7.3. Еталонирање мерног уређаја у познатом пољу зрачења [24].

- Еталонирање методом супституције (слика 7.4) – Уколико је вредност референтне јачине керме у ваздуху у пољу фотонског зрачења стабилна за време трајања еталонирања, тако да нема значајан утицај на прецизност мерења, сматра се да је еталонирање обављено при условима блиским референтним. Након мерења референтне вредности дозног еквивалента секундарним еталоном, референтна тачка испитиваног мерног уређаја се поставља на исту удаљеност од извора зрачења на којој се првобитно налазила и референтна тачка еталона. С обзиром да се референтна вредност дозног еквивалента мери при методи супституције, комбиновањем релација 7.8 и 7.9 се добија израз за калибрациони коефицијент мерног инструмента:

$$N_I = N_R \frac{hM_R}{M_I} \quad (7.10)$$

где  $N_R$  представља калибрациони фактор референтног уређаја (еталона) за дати квалитет зрачења,  $h$  конверзиони фактор из величине измерене референтим уређајем у величину измерену испитиваним уређајем,  $M$  показивања референтног и испитиваног уређаја [24] [26].

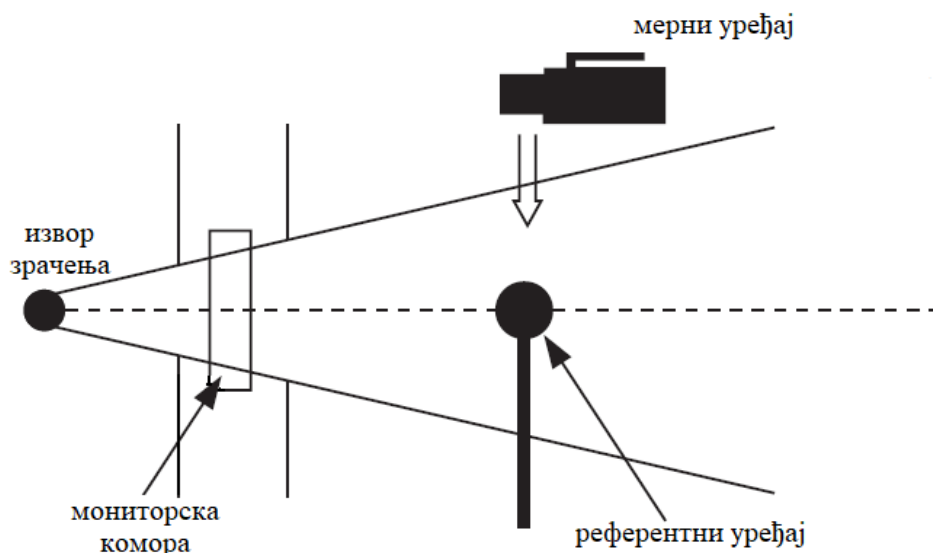


Слика 7.4. Еталонирање методом супституције референтног уређаја, мерним уређајем који се еталонира, позиционирањем референтних тачака оба уређаја на једнако растојање од извора, sukcesивно [24].

- Еталонирање методом супституције са мониторингом комором (слика 7.5) – За разлику од поља гама зрачења, код поља X-зрачења могу постојати изражене варијације у вредностима радиометријских и дозиметријских величина поља са временом. Утицај нестабилности рендгенске цеви се може кориговати коришћењем мониторинг јонизационе коморе. Мониторска комора представља план-паралелну јонизациону комору великог попречног пресека активне запремине, израђене од материјала који врше минималну пертурбацију примарног инцидентног снопа зрачења. Мониторска јонизациона комора се поставља непосредно након филтрације снопа за формирање квалитета X-зрачења. Улога мониторинг коморе јесте корекција еталонирања, упоређивањем измерених вредности количине наелектрисања (или керме у ваздуху) при мерењу дозног еквивалента референтним уређајем и мерним уређајем који се еталонира. Референтна вредност се одређује секундарним еталоном, након чега се референтна тачка мерног уређаја поставља на позицију еталона [26]. Калибрациони коефицијент мерног уређаја у пољу X-зрачења са присутном мониторингом комором је одређен релацијом:

$$N_I = N_R \left( \frac{hM_R}{m_R} \right) \left( \frac{m_I}{M_I} \right) \quad (7.11)$$

где је  $N_R$  калибрациони коефицијент секундарног еталона,  $h$  конверзиони коефицијент из величине измерене референтним уређајем у величину измерену мерним уређајем,  $M_R$  и  $M_I$  показивања референтног и мерног уређаја,  $m_R$  показивање мониторинг јонизационе коморе при мерењу референтним уређајем, а  $m_I$  показивање мониторинг коморе при мерењу мерним уређајем који се еталонира [26].

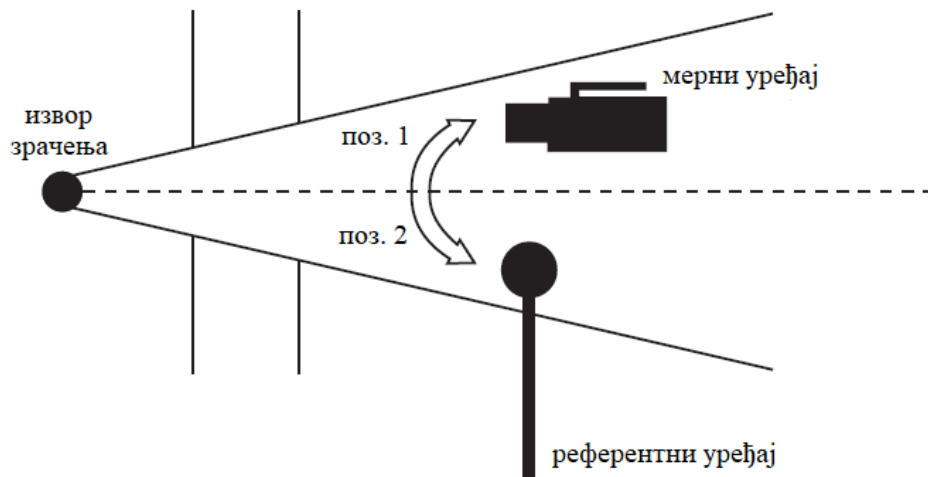


Слика 7.5. Еталонирање мерног уређаја методом супституције у пољу X-зрачења, где постоји изражена нестабилност вредности радиометријских и дозиметријских величина [24].

- Еталонирање истовременим озрачивањем уређаја (слика 7.6) – уколико се еталонирање уређаја врши у неколимитраном пољу зрачења, могуће је извршити еталонирање путем истовременог озрачивања референтног уређаја и мерног уређаја који се еталонира. Референтне тачке уређаја се према овој методи постављају на исто растојање од извора зрачења, симетрично од осе зрачења, при чему треба водити рачуна да утицај једног уређаја на показивања другог уређаја буде мањи од 2%. Ова метода није применљива на еталонирање личних дозиметара, јер се еталонирају заједно са фантомом (осим у случају панорамских извора). Утицај могуће несиметричности поља зрачења се уклања заменом позиција референтног уређаја и уређаја који се еталонира. Калибрациони коефицијент уређаја који се еталонира истовременим озрачивањем са референтним уређајем је дат изразом:

$$N_I = N_R \sqrt{\left(\frac{hM_R}{M_I}\right)_1 \left(\frac{hM_R}{M_I}\right)_2} \quad (7.12)$$

где је  $N_R$  калибрациони коефицијент референтног уређаја,  $h$  конверзиони коефицијент из величине мерене референтним уређајем у величину измерену уређајем који се еталонира,  $M_R$  и  $M_I$  измерене вредности референтним уређајем и мерним уређајем; индекси 1 и 2 одговарају различитим позицијама мерног уређаја и референтног уређаја у пољу зрачења [26].



Слика 7.6. Еталонирање истовременим озрачивањем мерног уређаја и референтног уређаја. Мерни и референтни уређај се постављају симетрично око осе снопа у неколимисаном пољу зрачења, након чега им се замењују позиције ради уклањања утицаја несиметрије поља [24].

## 7.2. Међународни стандарди за испитивање активних електронских дозиметара

Међународна комисија за електротехнику (енг. *International Electrotechnical Commission*, IEC) је организација светских размера која врши стандардизацију и самим тим ојачава међународну сарадњу у свим областима електротехнике. У експерименталном делу докторске дисертације су испитана својства активних електронских дозиметара за лични и амбијентални мониторинг у поређењу са захтевима одговарајућих IEC међународних стандарда [8] [9].

### 7.2.1. Активни електронски дозиметри за индивидуални мониторинг

Активни електронски лични дозиметри (енг. *Active personal dosimeters*, APD; *Electronic personal dosimeters*, EPD) представљају уређаје који су најчешће базирани на механизмима детекције помоћу компензованих Г-М цеви или Si диодних детектора, малих активних запремина. Електронски лични дозиметри омогућавају аквизицију података изражених у виду оперативних дозиметријских величина за лични (индивидуални) мониторинг у реалном времену. Поред могућности брзе аквизиције дозиметријских података визуелним читавањем на екрану уређаја, електронски лични дозиметри неретко имају интегрисану алармну звучну функцију ради упозорења корисника уређаја, уколико дозиметар измери јачину дозе која је изнад унапред дефинисане границе [36]. Активни лични дозиметри се у све већој мери користе за индивидуални мониторинг у медицини, поред постојећих пасивних дозиметријских система базираних на ефектима термолуминисценције (ТЛ) и оптички стимулисане луминесценције (ОСЛ) [4] [37] [38].

Међународни стандард IEC 61526 садржи захтеве који се могу применити при испитивању активних електронских дозиметара за индивидуални мониторинг. Овај стандард се односи на одређивање оперативних дозиметријских величина  $H_p(10)$  и  $H_p(0,07)$  за поља зрачења X-фотона, гама фотона, као и неутронског и бета честичног зрачења [8]. Да би овај стандард био применљив на испитивање активних личних дозиметара неопходно је да се у нормалним условима ови дозиметри носе на торзоу или на екстремитетима, затим да имају дигиталну индикацију измерене вредности личног дозног еквивалента или јачине личног дозног еквивалента (уз могућност интегрисане алармне функције за дозе изнад дефинисаног нивоа). У стандарду су дефинисане опште карактеристике активних личних дозиметара као и опште процедуре за њихово испитивање [8].

Испитивање промена у показивању дозиметра услед ефеката утицајних величина енергије фотона и угла инциденције снопа зрачења се изражава путем релативног одзива дозиметра. Релативни одзив дозиметра представља однос дозиметра при ефекту утицајних величина и референтне вредности одзива (одзива одређеног при референтним условима) [8]:

$$r(E, \Omega) = \frac{R(E, \Omega)}{R_0} \quad (7.13)$$

где  $R$  представља одзив одређен при одређеном квалитету зрачења (енергије  $E$ ) и углу инциденције, а  $R_0$  референтни одзив дозиметра. Референтни одзив дозиметра је одређен за референтне услове (референтне вредности) поменутих утицајних величина. Референтни квалитет зрачења најчешће представља поље гама зрачења радионуклида Cs-137 (S-Cs), док референтни угао инциденције одговара вредности од  $0^\circ$ . Према стандарду је препоручено да се релативни одзив при промени енергије и угла инциденције фотона налази у опсегу вредности  $r \in [0,71; 1,67]$ <sup>6</sup>, што одговара одступању варијацији калибрационог коефицијента од  $\pm 40\%$ . Дефинисани опсег вредности релативног одзива личних дозиметара важи под условом да се енергија фотона и угао инциденције налазе најмање у опсегу стандардних тест вредности  $E \in [20; 150] \text{ keV}$  или  $E \in [80; 1500] \text{ keV}$  (у зависности од намене) и  $\Omega \in [0^\circ; 60^\circ]$ , или у ширем опсегу који дефинише произвођач дозиметара. У табели 7.2 су приказани радијациони захтеви за прихватљивост активних дозиметара за лични мониторинг приликом њиховог испитивања према стандарду IEC 61526 [8].

**Табела 7.2. Критеријуми прихватљивости при тестирању активних личних дозиметара (APD) према међународном стандарду IEC 61526. Приказани су захтеви за тестирање линеарности, прецизности одзива, као и утицаја промене енергије и угла инциденције [8].**

Карактеристика поља зрачења (утицајна величина)	Минимални опсег за тестирање утицајне величине	Граница одступања параметра или релативног одзива APD
Варијација одзива услед промене дозе / јачине дозе (линеарност одзива)	$100 \mu\text{Sv} < H < 1 \text{ Sv}$ $0,5 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} < \dot{H} < 1 \frac{\text{Sv}}{\text{h}}$	$r \in [-17\%; +25\%]$
Статистичка флукуација у вредности јачине дозе (прецизност одзива)	$\dot{H} < 10 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$ $10 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}} < \dot{H} < 60 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$ $\dot{H} \geq 60 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$	$r \in \left\{ \begin{array}{l} \pm 20\% \\ \pm (21 - \dot{H}/10)\% \\ \pm 15\% \end{array} \right.$
Енергија и угао инциденције (енергетски одзив и угаони одзив)	$80 \text{ keV} < E < 1,5 \text{ MeV}$ $20 \text{ keV} < E < 150 \text{ keV}$ $0^\circ < \Omega < 60^\circ$	$r \in [-29\%; +67\%]$

### 7.2.2. Активни електронски дозиметри за амбијентални мониторинг

Дозиметри који се користе за амбијентални мониторинг (енг. *Radiation Protection Instruments*, RPI) могу бити пасивни дозиметријски системи (попут ТЛ и ОСЛ дозиметара) и активни дозиметри најчешће на бази Г-М цеви, јонизационих комора са гасом под притиском, и сцинтилатора [39]. Активни дозиметри за амбијентални мониторинг обухватају велики број различитих уређаја (фиксни и преносни монитори зрачења) који могу мерити дозу зрачења изражену у величини амбијентални дозни еквивалент, затим могу мерити контаминацију животне средине изворима јонизујућег зрачења (монитори контаминације), као и спектар зрачења (спектрометри) [24] [28]. Услед потребе мониторинга животне средине у подручјима

<sup>6</sup> Опсег вредности релативног енергетског и ангуларног одзива дозиметра подразумева проширење мерном несигурношћу насталој при одређивању вредности јачине личног дозног еквивалента,  $r \in [0,71 - U_{rel}; 1,67 + U_{rel}]$  [29].

која су контаминирана радионуклидима до те мере да их чине небезбедним за регуларни мониторинг, у развоју је амбијентални мониторинг помоћу аутоматизованих летећих система за мониторинг (енг. *Unmanned Airborne Monitoring Systems*, UAMS). У сврху развоја UAMS се развија група уређаја који пружају могућност истовремене аквизиције спектрометријских и дозиметријских података (ткзв. спектродозиметријски системи) [40] [41] [42].

Међународни стандард ИЕС 60846-1 се односи на преносне амбијенталне мониторе зрачења који се користе за мерење оперативних дозиметријских величина, и то амбијенталног дозног еквивалента  $H^*(10)$  и дирекционог дозног еквивалента  $H'(0,07)$ , у пољима X- и гама индиректно јонизујућег зрачења, и бета зрачења. Захтеви прописани овим стандардом важе у опсегу јачине дозе од 0,01  $\mu\text{Sv/h}$  до 10 Sv/h, и у опсегу енергија фотона од 12 keV до 10 MeV, и 8 keV до 250 keV, за мерење амбијенталног дозног еквивалента и дирекционог дозног еквивалента, респективно [9].

Релативни одзив активних електронских дозиметара за амбијентални мониторинг (RPI) који мере амбијентални дозни еквивалент при промени вредности утицајних величина, енергије и угла инциденције фотона, је одређен на сличан начин као и код APD (релација 6.13). Прихватљива вредност релативног одзива дозиметара се налази у интервалу  $r \in [0,71; 1,67]$ , минимално за два опсега вредности енергије фотона, и опсег углова инциденције  $\Omega \in [0^\circ; 45^\circ]$ . Карактеристике амбијенталних дозиметара ван минималног опсега за угао инциденције прописаног стандардом, до  $\pm 90^\circ$  су обично дефинисане од стране произвођача дозиметара. У зависности од примене амбијенталних дозиметара могуће је њихову карактеризацију извршити за два опсега енергије фотона. Уколико је примена дозиметра у већој мери везана за поља гама зрачења радионуклида, интервал енергија од 80 keV до 1,5 MeV представља опсег за индустријску примену дозиметара. Пак, уколико је примарна намена амбијенталних дозиметара за мониторинг околине у медицини, коришћени опсег енергија од 20 keV до 150 keV одговара пољима X-зрачења, попут поља у медицинској дијагностици. Поменуто опсеге енергија је могуће максимално проширити од 10 keV до 10 MeV [9]. Захтеви стандарда ИЕС 60846-1 (уз могућа проширења) су приказани у табели 7.3.

**Табела 7.3. Захтеви међународног стандарда ИЕС 60846-1 за амбијенталне дозиметре за мерење у пољу гама зрачења (индустријска примена) и пољу X-зрачења (медицинска примена), уз могућа проширења за испитивање у зависности од примене [9].**

Фотонско зрачење	Минимални опсег утицајних величина		Могућа проширења
Гама зрачење	Енергија	80 keV – 1,5 MeV	за средње енергије – доња граница 60 keV за ниске енергије – доња граница 20 keV за високе енергије – укључујући 6 MeV
	Угао	$-45^\circ - +45^\circ$	широк опсег углова инциденције, $[-90^\circ; +90^\circ]$
	Јачина дозе	три реда величине укључујући 10 $\mu\text{Sv/h}$	за мониторинг ж.с. – доња граница 0,03 $\mu\text{Sv/h}$ при акцидентима – горња граница 10 Sv/h
X - зрачење	Енергија	20 keV – 150 keV	за ниске енергије – доња граница 10 keV за високе енергије – укључујући 300 keV
	Угао	$-45^\circ - +45^\circ$	широк опсег углова инциденције, $[-90^\circ; +90^\circ]$
	Јачина дозе	три реда величине укључујући 10 $\mu\text{Sv/h}$	за мониторинг ж.с. – доња граница 0,03 $\mu\text{Sv/h}$ при акцидентима – горња граница 10 Sv/h

### 7.3. Мерна несигурност

Поузданост и квалитет мерења вредности одређене физичке величине се може квантитативно описати мерном несигурношћу придруженом резултату мерења. Мерна несигурност представља меру дисперзије измерених вредности око резултата мерења, а може се изразити у виду стандардне девијације или њеног целобројног умношка. Мерна несигурност мерења се састоји од великог броја компонената од којих се неке могу одредити статистичком обрадом резултата мерења, а неке на основу других информација, када статистичка обрада резултата није могућа [43].

Циљ мерења јесте одређивање вредности физичке величине која представља апроксимацију стварне (тачне) вредности те физичке величине, уз придружену мерну несигурност измереној вредности, која представља меру поузданости измерене вредности у поређењу са стварном вредношћу. Поред мерне несигурности, дефинише се и појам грешке мерења, која подразумева случајне грешке и систематске грешке. Случајне грешке настају услед стохастичких варијација у вредностима утицајних величина током процеса мерења, тако да се утицај случајних грешака може редуковати увећањем броја мерења. Систематске грешке се могу уклонити применом одговарајућих корекционих фактора, односно компензовањем дејства утицајних величина, уколико је оно познато [43] [44].

#### 7.3.1. Случајна променљива

Будући да је процес мерења стохастички, услед дејства утицајних величина, мерена физичка величина се сматра случајном променљивом (у ознаци  $X$ ). Уколико је мерење физичке величине поновљено  $N$  пута, скуп измерених вредности  $x_1, x_2, \dots, x_{N-1}, x_N$  случајне променљиве  $X$  представља њену популацију. Случајна променљива може имати вредност  $x_i$  која припада популацији одређеној функцијом густине вероватноће  $p(x)$ . Оптимална вредност случајне променљиве представља математичко очекивање, односно средњу вредност популације [44]:

$$E(X) = \mu = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (7.14)$$

Мера одступања појединачних резултата мерења од средње вредности популације ( $a_i = x_i - \mu$ ) се може изразити варијансом и стандардном девијацијом популације. Уколико случајна променљива  $X$  има математичко очекивање  $E(X)$ , њена варијанса (дисперзија) и стандардна девијација (стандардно одступање) су одређене изразима [44] [45]:

$$Var(X) = \sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2}{N} \quad (7.15)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2}{N}} \quad (7.16)$$



У реалним експерименталним мерењима није могуће одредити вредности целокупне популације, већ је могуће измерити одређени број вредности физичке величине ( $n \ll N$ ), који представља подскуп популације, односно узорак. За узорак се, слично као и за популацију вредности случајне променљиве  $X$  дефинишу средња вредност и стандардна девијација [44]:

$$x_s = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (7.17)$$

$$s = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x_s)^2}{n - 1}} \quad (7.18)$$

где  $n_{st} = n - 1$  представља број степени слободe узорка. Средња вредност узорка и стандардна девијација узорка представљају најбоље апроксимације средње вредности и стандардне девијације популације. Будући да је средња вредност узорка такође случајна величина услед стохастичке природе одабирања елемената узорка (подскупа популације), корисно је дефинисати и стандардну девијацију средње вредности релацијом [44]:

$$s_{x_s} = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (7.19)$$

### 7.3.2. Мерне несигурности типа А и типа Б

Мерна несигурност тип А се одређује статистичком обрадом резултата поновљених мерења одређене физичке величине, и представља стандардну девијацију средње вредности узорка [24] [43] [44]:

$$u_A = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - x_s)^2}{n(n - 1)}} \quad (7.20)$$

Увећањем броја мерења, се узорак увећава, смањујући вредност мерне несигурности тип А (апроксимација средње вредности популације, средњом вредношћу узорка, се побољшава повећањем броја поновљених мерења). Код узорака довољне величине се мерној несигурности типа А приписује Гаусова функција густине вероватноће (функција расподеле) [44]. Гаусова (нормална) расподела представља симетричну двопараметарску функцију расподеле дефинисану релацијом:

$$p(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2} \quad (7.21)$$

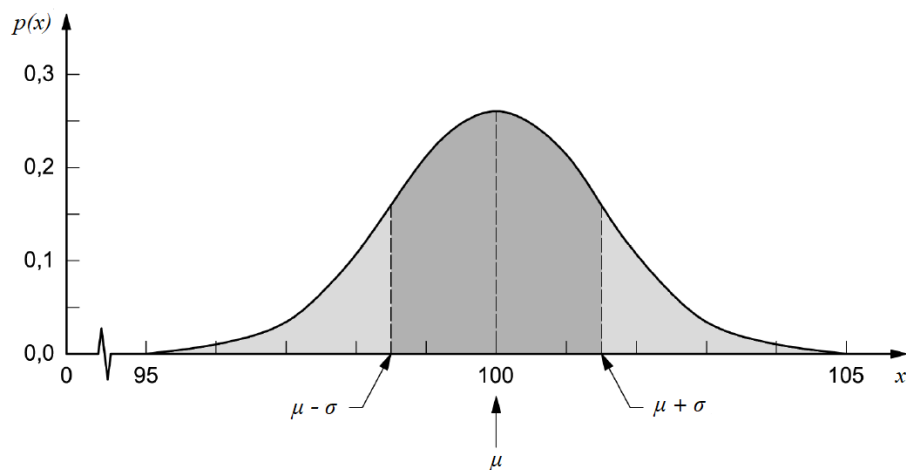
где су  $\mu$  (средња вредност) и  $\sigma$  (стандардна девијација) параметри Гаусове расподеле. Вредност случајне променљиве коју је могуће описати Гаусовом расподелом се може наћи у интервалу вредности ( $\mu - \sigma$ ,  $\mu + \sigma$ ) са вероватноћом од 68%. Статистичка сигурност од 95,4% одговара интервалу ( $\mu - 2\sigma$ ,  $\mu + 2\sigma$ ), а 99,7% интервалу ( $\mu - 3\sigma$ ,  $\mu + 3\sigma$ ) Гаусове расподеле [43] [44].

Уколико је величина узорка недовољне величине за примену Гаусове расподеле ( $n < 30$ ), случајној променљивој се придружује Студентова расподела дефинисана релацијом:

$$p(x) = \frac{\Gamma\left(\frac{n+1}{2}\right)}{\sqrt{n\pi} \Gamma\left(\frac{n}{2}\right)} \left(1 + \frac{x^2}{n}\right)^{-\frac{n+1}{2}} \quad (7.22)$$

где је  $\Gamma(z) = \int_0^{+\infty} e^{-t} t^{z-1} dt$  (гама функција) [44] [45]. При великом броју степени слободне Студентова  $t$ -расподела поприма облик сличан Гаусовој расподели. Средња вредност популације се може проценити у опсегу вредности дефинисаним интервалом  $m(x) \pm t_p \frac{s(x)}{\sqrt{n}}$  где су  $m(x)$  и  $s(x)$  средња вредност и стандардна девијација узорка који је описан Студентовом расподелом. Параметар  $t_p$  представља полуширину Студентове расподеле за  $n - 1$  степени слободне при вероватноћи статистичке сигурности  $P$  [%] [35].

На слици 7.7 је приказан облик функције густине вероватноће која описује мерну несигурност тип А, односно процес поновљеног мерења вредности физичке величине  $n$  пута, омогућавајући статистичку обраду резултата мерења.



**Слика 7.7.** Функција густине вероватноће нормалне расподеле, придружена мерној несигурности тип А, када је могуће извршити статистичку обраду поновљених резултата мерења физичке величине [43].

Случајне променљиве код којих је немогуће извршити статистичку анализу се описују мерном несигурношћу тип Б, која се одређује на основу сазнања о понашању одређених материјала и уређаја, упутства произвођача, ефеката одређених утицајних величина итд. Мерна несигурност тип Б се описује разним функцијама густине вероватноће од којих су најзаступљеније униформна и троугаона расподела [43] [44].

Униформна (правоугаона) расподела је погодна у случају да је позната веома мала количина информација о величини  $X$ , када су све вредности случајне величине једнако вероватне, без присуства нагомилавања (и дисперзије) резултата мерења око средње вредности.

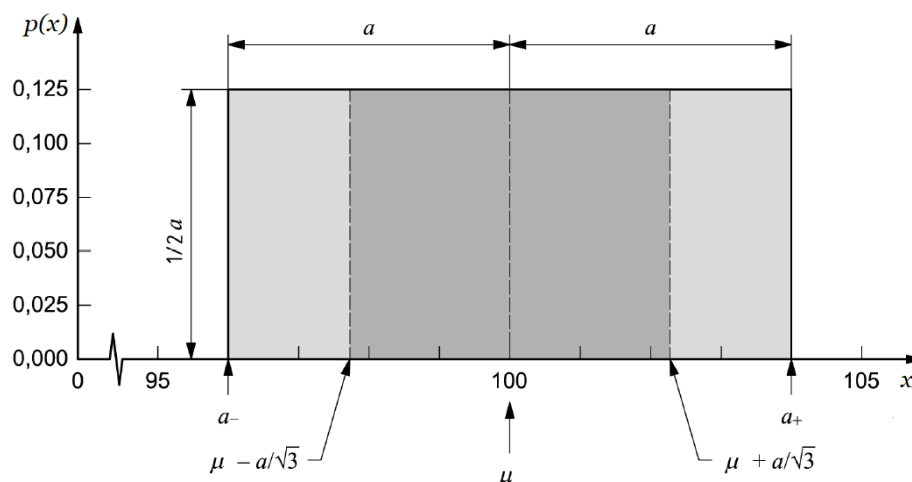
Функција густине вероватноће униформне расподеле се може дефинисати као:

$$p(x) = \begin{cases} 0 & ; x < a_- \\ \frac{1}{2a} & ; a_- \leq x \leq a_+ \\ 0 & ; x > a_+ \end{cases} \quad (7.23)$$

где је  $a$  полуширина униформне расподеле. Мерна несигурност тип Б за униформну расподелу је одређена као [43]:

$$u_B = a/\sqrt{3} \quad (7.24)$$

На слици 7.8 је приказана униформна функција густине вероватноће.



**Слика 7.8. Функција густине вероватноће униформне (правоугаоне) расподеле придружена случајној променљивој мерне несигурности типа Б, услед недовољне количине информација о променљивој, и немогућности статистичке обраде резултата [43].**

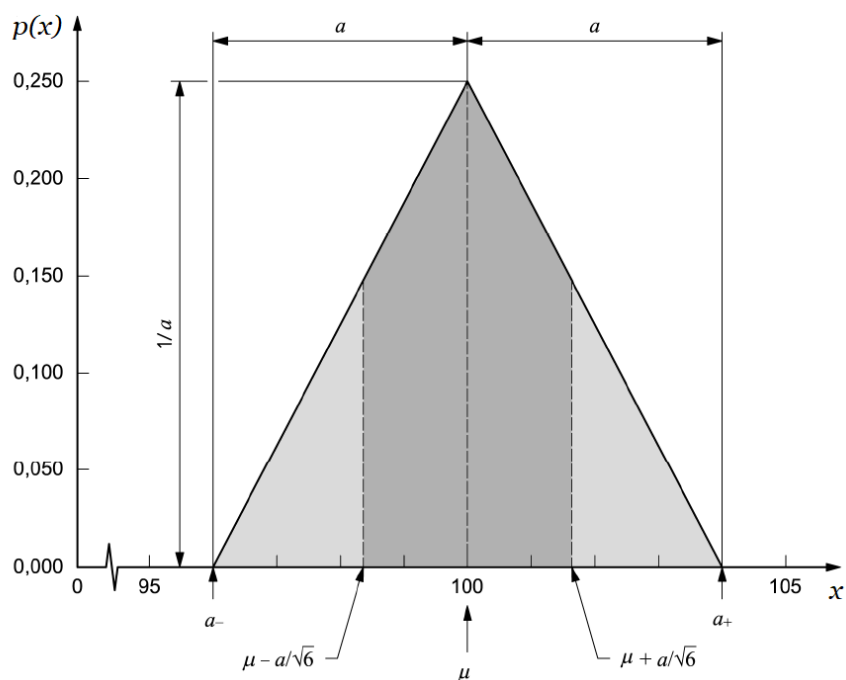
Троугаона расподела се може приписати случајној променљивој о којој је доступна већа количина информација у поређењу са равномерном расподелом, односно постоји највероватнија вредност случајне величине. Функција густине вероватноће троугаоне расподеле је такође дефинисана полуширином  $a$  као:

$$p(x) = \begin{cases} \frac{x - a_-}{a^2} & ; a_- \leq x \leq \frac{a_+ + a_-}{2} \\ \frac{a_+ - x}{a^2} & ; \frac{a_+ + a_-}{2} \leq x \leq a_+ \\ 0 & ; x < a_-, x > a_+ \end{cases} \quad (7.25)$$

Мерна несигурност тип Б је за троугаону функцију расподеле дефинисана као [43]:

$$u_B = a/\sqrt{6} \quad (7.26)$$

Троугаона функција густине вероватноће је приказана на слици 7.9.



Слика 7.9. Функција густине вероватноће троугаоне расподеле придружена случајној променљивој о којој је доступна већа количина информација у поређењу са равномерном расподелом, при чему је статистичка обрада резултата мерења немогућа [43].

### 7.3.3. Проширена мерна несигурност и фактор проширења

Мерењем вредности физичке величине се формира узорак (скуп случајних вредности који представља подскуп популације) којем се приписује мерна несигурност типа А, док дејство утицајних величина и осталих сазнања о мерном систему генеришу мерну несигурност типа Б. Обједињено дејство мерне несигурности типа А и компоненти мерне несигурности типа Б представља комбиновану мерну несигурност. Уколико су све физичке величине међусобно независне, односно међу њима не постоји корелација, комбинована мерна несигурност мерене физичке величине (случајна променљива  $Y$ ) се одређује на основу мерних несигурности утицајних величина [43]:

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) \quad (7.27)$$

где  $u(x_i)$  представља стандардну мерну несигурност (тип А или тип Б) придружену одређеној утицајној величини  $x_i$ . Парцијални изводи функције густине вероватноће  $\partial f / \partial x_i$  се називају коефицијентима осетљивости, и одређују меру промене мерене физичке величине услед промене вредности утицајних величина. У пракси се коефицијенти осетљивости одређују аналитички, одређивањем промене вредности физичке величине услед мале варијације одређене утицајне величине, уз одржавање вредности осталих утицајних величина констатним [43].

Уколико постоји корелација између утицајних величина комбинована мерна несигурност се одређује једначином:

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{n-1} \sum_{j=i+1}^n \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u(x_i, x_j) \quad (7.28)$$

где је  $u(x_i, x_j) = r(x_i, x_j) u(x_i) u(x_j)$ , а  $r(x_i, x_j)$  коефицијент корелације утицајних величина. Уколико је вредност коефицијента корелације једнака нули, утицајне величине  $x_i$  и  $x_j$  су некорелисане, односно промена вредности у једној од утицајних величина не утиче на вредност друге величине [43] [44] [45].

Поред комбиноване мерне несигурности пожељно је мерну несигурност представити у виду проширене мерне несигурности, обухватајући шири интервал функције густине вероватноће случајне променљиве око средње вредности физичке величине. Проширена мерна несигурност је одређена производом комбиноване мерне несигурности и фактора проширења који одговара функцији густине вероватноће и статистичкој сигурности. Проширена мерна несигурност је дефинисана релацијом:

$$U = k u_c(y) \quad (7.29)$$

где је  $k$  фактор проширења. Фактор проширења проширује стандардну комбиновану мерну несигурност до одређене вредности статистичке сигурности  $p$  придружене функције густине вероватноће. Резултат мерења се приказује као  $x_s \pm k_p s_{x_s}$  где  $k_p$  представља фактор проширења мерне несигурности за ниво статистичке сигурности  $p$ . Вредност фактора проширења приписана Гаусовој расподели је  $k = 1$  за  $p = 68,27\%$ ,  $k = 2$  за  $p = 95,45\%$ , и  $k = 3$  за  $p = 99,73\%$  [43]. Ако је случајна величина описана униформном (правоугаоном) расподелом фактор проширења има вредност  $k = 1$  за ниво статистичке сигурности од  $57,74\%$ . Постоји значајна разлика у нивоу статистичке сигурности између ове две расподеле уколико је фактор проширења једнак јединици, будући да код равномерне расподеле не постоји нагомилавање резултата мерења око средње вредности, као у случају нормалне расподеле. Будући да је равномерна расподела ограничена (за разлику од нормалне расподеле чији се крајеви протежу према хоризонталној асимптотској вредности), ниво статистичке сигурности од  $p = 99\%$  је одређен са фактором проширења од  $k = 1,71$ , што је значајно мање од фактора проширења нормалне расподеле за исти ниво статистичке сигурности [43]. У табели 7.4 су приказане вредности фактора проширења за Студентову расподелу при различитим вредностима степени слободe, за различите вредности статистичке сигурности [35] [43].

**Табела 7.4. Вредности фактора проширења за Студентову функцију густине вероватноће, у зависности од броја степени слободe, за различите вредности статистичке сигурности [43].**

Број степени слободe	Статистичка сигурност		
	68,27%	95%	99,73%
	Фактор проширења, $k$		
$\infty$	1,00	1,96	3,00
100	1,01	1,98	3,08
30	1,02	2,04	3,27
20	1,03	2,09	3,42
3	1,20	3,18	9,22
2	1,32	4,30	19,21
1	1,84	12,71	235,8

Према централној граничној теореми случајној величини  $Y$  која је одређена на основу већег броја случајних величина  $X_i$ , односно  $Y = \sum c_i X_i$ , се може придружити Гаусова расподела без обзира на функције густине вероватноће утицајних величина  $X_i$ . Функција густине вероватноће случајне величине  $Y$  је одређена конволуцијом функција густине вероватноће случајних величина  $X_i$  [43].

### 7.3.3. Буџет мерне несигурности за мерење оперативних дозиметријских величина

Буџет мерне несигурности представља прегледан табеларни приказ свих доприноса и утицаја компоненти мерне несигурности на измерену вредност физичке величине, уз приказ придружених функција густине вероватноће и фактора проширења сваке од компоненти. Након додељивања функција густине вероватноће свакој од утицајних величина, на основу познатих вредности проширене мерне несигурности сваке од компоненти се одређују стандардне мерне несигурности свих утицајних величина [44]. Применом релације 7.27 или 7.28 (у зависности од тога да ли су утицајне величине међусобно некорелисане или корелисане) се одређује стандардна комбинована мерна несигурност. Према централној граничној теореми, услед конволуције великог броја функција густине вероватноће утицајних величина, комбинованој мерној несигурности се придружује нормална расподела са фактором проширења који одговара статистичкој сигурности од 95,45% ( $k = 2$ ) [43]. При еталонирању уређаја који мере оперативне дозиметријске величине у области заштите од зрачења је неопходно узети у обзир доприносе комбинованој мерној несигурности који потичу од инхерентних особина референтног мерног система, поставке мерења и квалитета зрачења, одређивања референтне вредности оперативне дозиметријске величине, затим мерења уређајем који се еталонира, и позиционирања уређаја у пољу зрачења [35]. У секундарној дозиметријској лабораторији за еталонирање у оквиру ИНН Винча је поред метода за еталонирање у различитим дозиметријским величинама у области радиотерапије и дијагностичке радиологије, формиран буџет мерне несигурности за еталонирање уређаја који се користе за мерење оперативних дозиметријских величина, амбијенталног дозног еквивалента, и личног дозног еквивалента. У табели 7.5 је приказан буџет мерне несигурности за еталонирање дозиметара за мерење оперативних дозиметријских величина у квалитетима X-зрачења уског енергетског спектра (односно N-серије), према стандарду IAEA SRS 16:2000 [24] [35]. Буџет мерне несигурности је формиран према упутствима и препорукама IAEA и IPRM докумената [35] [43].

Стандардна комбинована мерна несигурност за еталонирање дозиметара у области заштите од зрачења који мере оперативне дозиметријске величине, на основу буџета мерне несигурности (табела 7.5) износи 2,3%. Најзначајнији допринос комбинованој мерној несигурности јесте конверзиони коефицијент из керме у ваздуху у оперативну дозиметријску величину (стандардна мерна несигурност овог доприноса износи 2,0%). Применом фактора проширења за статистичку сигурност нормалне расподеле од 95,45% ( $k = 2$ ) је одређена вредност проширене комбиноване мерне несигурности за еталонирање дозиметара у области заштите од зрачења који мере оперативне дозиметријске величине од 4,6%, што одговара мерним могућностима еталонирања (енг. *Calibration Measurement Capabilities*, CMC) у секундарној дозиметријској лабораторији ИНН Винча. Приказан буџет мерне несигурности је одређен за квалитет X-зрачења (N-100), при чему се уз елиминацију утицаја мониторинг коморе и хомогености поља зрачења еквивалентан буџет може применити за еталонирање дозиметара за мерење оперативних дозиметријских величина у пољима радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  (S-Cs) и  $^{60}\text{Co}$  (S-Co). Будући да је најзначајнији допринос у буџету мерне несигурности за поља радионуклида конверзиони коефицијент из керме у ваздуху у оперативне дозиметријске величине, проширена комбинована мерна несигурност такође има вредност 4,6% [35] [43].

**Табела 7.5. Пример буџета мерне несигурности за еталонирање дозиметара у области заштите од зрачења за мерење оперативних дозиметријских величина. Резултат представља комбиновану стандардну мерну несигурност, са фактором проширења  $k = 2$ , који одговара нормалној расподели [35] [43].**

Утицајна величина	Вредност	Проширена мерна несигурност $U$	Јединица мере	Функција густине вероватноће, $p(x)$	Фактор проширења, $k_p$	Стандардна мерна несигурност $u_i$	Коефицијент осетљивости $c_i$
<b>Референтни мерни систем</b>							
Калибрациони коефицијент	25,28	0,31	$\mu\text{Gy/nC}$	Нормална	2	0,61%	1
Дуговременска стабилност	1	0,0052	/	Нормална	1	0,52%	1
Линеарност	1	0,005	/	Равномерна	1,73	0,29%	1
<b>Поставка мерења и квалитет зрачења</b>							
Поновљивост поставке мерења	1	0,0039	/	Нормална	1	0,39%	1
Квалитет зрачења	1	0,003	/	Равномерна	1	0,30%	1
Хомогеност поља зрачења	1	0,005	/	Равномерна	1,73	0,29%	1
<b>Одређивање референтне вредности</b>							
Поновљивост мерења	2,54	0,0045	nC/min	Нормална	2	0,09%	1
Поновљивост мерења мониторингом комором	4,002	0,007	nC/min	Нормална	2	0,09%	1
Мерење температуре	293,85	0,6	К	Равномерна	1,73	0,12%	1
Мерење притиска	1000	1	hPa	Равномерна	1,73	0,06%	1
Конверзиони коефицијент у оперативну дозиметријску величину	1,21	0,0242	Sv/Gy	Равномерна	1	2,00%	1
<b>Мерење уређајем који се еталонира</b>							
Поновљивост мерења	2,56	0,0005	nC/min	Нормална	2	0,01%	1
Поновљивост мерења мониторингом комором	4,023	0,0008	nC/min	Нормална	2	0,01%	1
Мерење температуре	294,55	0,6	К	Равномерна	1,73	0,12%	1
Мерење притиска	1000	1	mbar	Равномерна	1,73	0,06%	1
<b>Позиционирање уређаја који се еталонира</b>							
Растојање уређаја од извора зрачења	3000	5	mm	Равномерна	1,73	0,10%	2
<b>Комбинована мерна несигурност</b>						<b>2,3%</b>	

Највећи доприноси комбинованој мерној несигурности који потичу од инхерентних особина референтног мерног система јесу калибрациони коефицијент јонизационе коморе (односно система јонизациона комора - електрометар) и дуговременска стабилност референтног мерног система. Калибрациони коефицијент јонизационе коморе има придружену мерну несигурност типа Б будући да је вредност калибрационог коефицијента одређена еталонирањем у дозиметријској лабораторији вишег реда, уз придруживање нормалне расподеле. Дуговременска стабилност јонизационе коморе представља значајан допринос буџету мерне несигурности будући да услед различитих случајних процеса може доћи до варијације осетљивости референтног мерног система. Периодичним понављањем мерења јачине керме у ваздуху у познатом пољу зрачења се одређује дуговременска варијација калибрационог коефицијента, која представља мерну несигурност типа А са придруженом нормалном расподелом [35].

Квалитет зрачења који се користи при еталонирању или испитивању дозиметара је такође значајна утицајна величина, јер калибрациони коефицијент јонизационе коморе зависи од енергије фотона. Квалитети зрачења који су успостављени у секундарној дозиметријској лабораторији, иако формиран према одговарајућем стандарду (ISO 4037) [16], показују одступање од истих квалитета зрачења успостављених у примарним дозиметријским лабораторијама. Параметар који одређује меру одступања успостављених квалитета зрачења од стандарда или примарне дозиметријске лабораторије јесте дебљина полуслабљења [18]. Допринос квалитета зрачења комбинованој мерној несигурности јесте мерна несигурност типа Б са придруженом равномерном функцијом густине вероватноће [35].



## 8. ИСПИТИВАЊЕ ЕЛЕКТРОНСКИХ ЛИЧНИХ ДОЗИМЕТАРА У ПОЉИМА X- И ГАМА ЗРАЧЕЊА

*Базирано на адаптацији текста публикације:*

Kržanović, N., Živanović, M., Ciraj-Bjelac, O., Lazarević, Đ., Čeklić, S., Stanković, S., "Performance testing of selected types of Electronic Personal Dosimeters in X- and gamma radiation fields", *Health Physics*, 113(4):252-261; 2017. doi: 10.1097/HP.0000000000000704.

### 8.1. Увод

Електронски лични дозиметри (EPD) представљају групу активних дозиметара заснованих на принципу детекције јонизујућег зрачења стварањем електричног сигнала у активној запремини детектора. EPD омогућавају директно читавање вредности дозе и јачине дозе (у виду оперативне дозиметријске величине, лични дозни еквивалент), уз постојање алармних функционалности услед прекорачења задатог прага дозе односно јачине дозе. Велики број електронских личних дозиметара је заснован на гасним детекторима зрачења који се користе у области Гајгеровог пражњења (Г-М цеви) или на полупроводничким детекторима са силицијумским диодама [2].

Пасивни дозиметријски системи који користе термолуминисцентне, оптички стимулисане луминисцентне дозиметре, или филм дозиметре, представљају норму за лични мониторинг при различитим областима примене јонизујућег зрачења где постоји опасност од излагања пољима јонизујућег зрачења високих јачина дозе (у медицини, индустрији, нуклеарној техници, и сл.) [36] [46]. У све већој мери се поред учестале примене пасивних дозиметара повећава употреба активних електронских дозиметара због њихове основне предности над пасивним дозиметријским дозиметрима, могућности директног читавања вредности оперативне дозиметријске величине [3] [47].

Будући да је опсег области примене EPD у сврху индивидуалног мониторинга широк, мерење личног дозног еквивалента и јачине личног дозног еквивалента се врши у великом броју поља зрачења различитих својстава, која могу садржати честице зрачења или фотоне различитих енергија и углова инциденције, при различитим јачинама дозе. Да би резултати мерења помоћу EPD били поуздани, неопходно је извршити испитивање карактеристика дозиметара при различитим условима озрачивања, према препорукама међународних стандарда, попут IEC 61526 стандарда [8]. Већи број испитивања EPD у сврху личног мониторинга је вршен са различитим типовима дозиметара, различитих произвођача. Једно од истраживања је извршено од стране EURADOS (енг. *European Radiation Dosimetry Group*) у пољима зрачења која садрже искључиво фотоне, као и у пољима зрачења која садрже бета честице и фотоне. Из резултата поменутог истраживања следи да је од 31 типа дозиметара, 12 типова дозиметара било у могућности да поуздано мери нискоенергетске фотоне, енергија испод 50 keV. Нискоенергетски фотони су од великог значаја за медицинску примену јонизујућег зрачења, где највећи удео укупне дозе јонизујућег зрачења потиче од фотона у опсегу енергија од 10 keV до 60 keV [46]. У овом делу докторске дисертације је испитано 10 типова активних електронских личних дозиметара у пољима зрачења фотона различитих енергија (X- и гама зрачења) и углова инциденције, према критеријумима међународног стандарда IEC 61526 (видети одељак 7.2.1).

## 8.2. Материјали и методе

Границе дозе излагања становништва и професионално изложених лица јонизујућем зрачењу су успостављене на основу немерљивих физичких величина, ефективне дозе и еквивалентне дозе у ткивима или органима. Оперативне дозиметријске величине представљају директно мерљиве физичке величине помоћу којих се могу проценити вредности немерљивих физичких величина у области заштите од јонизујућег зрачења. Електронски лични дозиметри (EPD) који се користе за мерење личног дозног еквивалента у случају јако пенетрирајућег јонизујућег зрачења на нивоу целог тела ( $H_p(10)$ ), се називају дозиметрима за мониторинг целог тела [1] [24]. Најзначајнија својства електронских личних дозиметара када се налазе у реалном пољу зрачења (које је у општем случају полиенергетско и мултидирекционо), јесу њихов енергетски и ангуларни одзив, као и зависност одзива дозиметра од јачине дозе зрачења (линеарност). На основу релација 7.2 и 7.13 су дефинисани апсолутни одзив и релативни одзив дозиметра, респективно. У случају електронских личних дозиметара се претходне релације могу представити као:

$$r_{EPD}(E, \Omega) = \frac{R_{EPD}(E, \Omega)}{R_{0,EPD}(E_0, \Omega_0)} = \frac{M_{EPD}(E, \Omega)/(Q(E) N_k(E) k_D h_k(E, \Omega))}{M_{0,EPD}(E_0, \Omega_0)/(Q(E_0) N_k(E_0) k_D h_k(E_0, \Omega_0))} \quad (8.1)$$

где  $r_{EPD}$  представља релативни одзив електронског личног дозиметра при вредностима утицајних величина енергије фотона и угла инциденције ( $E, \Omega$ ). Према релацији 7.13 релативни одзив је одређен количником одзива дозиметра при вредностима параметара ( $E, \Omega$ ) и одзива дозиметра при референтним вредностима утицајних величина ( $E_0, \Omega_0$ ). Величина  $M_{EPD}$  представља вредност личног дозног еквивалента измерену електронским личним дозиметром, док производ  $Q(E)N_k(E)k_D$  представља референтну вредност јачине керме у ваздуху (кориговане на амбијенталне утицајне величине) одређене помоћу секундарног еталона, јонизационе коморе са шупљином;  $Q(E)$  представља количину наелектрисања сакупљену у активној запремини јонизационе коморе при интеракцији јонизационе коморе са пољем зрачења фотона средње енергије  $E$ . Будући да је јонизациона комора постављена у референтни положај при којем је угао инциденције примарног снопа зрачења једнак нули, количина наелектрисања не зависи од угла, већ искључиво од примењеног квалитета зрачења;  $N_k(E)$  је калибрациони коефицијент јонизационе коморе дефинисан калибрационим сертификатом који представља резултат еталонирања секундарног еталона у примарној дозиметријској лабораторији Међународне агенције за нуклеарну енергију у Сајберсдорфу (Аустрија);  $k_D(t, p)$  представља корекциони фактор на одступање амбијенталних утицајних величина температуре и притиска ваздуха од референтних вредности (релација 6.2); Производ јачине керме у ваздуху и конверзионог коефицијента из керме у ваздуху у лични дозни еквивалент даје за резултат референтну вредност јачине личног дозног еквивалента која зависи од енергије и угла инциденције фотона. Референтне вредности утицајних величина коришћених за одређивање релативног енергетског и ангуларног одзива јесу квалитет зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  (S-Cs, 661,65 keV) и угао инциденције од  $0^\circ$ .

У сврху испитивања усаглашености произвођачких карактеристика електронских личних дозиметара, њихових перформанси у полиенергетским и мултидирекционим пољима зрачења, а у поређењу са критеријумима међународног стандарда ИЕС 61526, одабрано је десет типова дозиметара различитих произвођача. Од десет типова дозиметара, четири представљају гасне детекторе који садрже Г-М цеви, пет су засновани на диодном силицијумском  $p$ - $n$  споју и један тип дозиметра је базиран на неорганском сцинтилатору (цезијум-јодид допиран талијумом, CsI(Tl)). Одабрани су старији и новији типови дозиметара, који у садашњости налазе примену у области заштите од зрачења, а произведени су на територији Европске Уније, Јапана и Сједињених Америчких Држава. Основне карактеристике одабраних типова дозиметара су приказане у табели 8.1, према спецификацијама произвођача [38].

**Табела 8.1. Спецификације произвођача одабраних типова електронских личних дозиметара базираних на Г-М цеви, Si диоди, и CsI(Tl) сцинтилатору [38].**

Модел	Произвођач	$E$		$H_p(10)$		Тип	Реф. квалитет зрачења
		min [keV]	max [MeV]	min [ $\mu\text{Sv/h}$ ]	max [Sv/h]		
PDA 200+	Technical Associates	40	1,3	0,1	0,1	Г-М	S-Cs
GPD 100	Graetz	48	2	0,1	1	Г-М	S-Cs
RAD 60 S	Rados	60	6	5	3	Si	S-Cs
EPD Mk2	Thermo Scientific	15	10	0,1	4	Si	S-Cs
PM1610B	Polimaster	20	10	0,1	10	Г-М	S-Cs
ADOS	Automess	65	3	0,1	1	Г-М	S-Cs
PDM-117	Hitachi-Aloka Medical	20	3	1	0,1	Si	S-Am
PM1703M	Polimaster	33	3	0,01	0,0001	CsI(Tl)	S-Cs
Dositec L36	Dositec	20	6,2	10	10	Si	S-Cs
DMC 2000 XB	MGP Instruments	20	6	0,1	10	Si	S-Cs

Иако сви приказани дозиметри припадају групи електронских личних дозиметара, приметно је да су спецификације произвођача значајно различите, у смислу опсега енергије фотона који могу бити детектовани, као и опсега јачине дозе поља зрачења. Опсеги енергија детектабилних фотона скоро свих одабраних типова дозиметара обухватају минималан опсег енергија који је прописан ИЕС 61526 стандардом (80 keV - 1,5 MeV) [8].

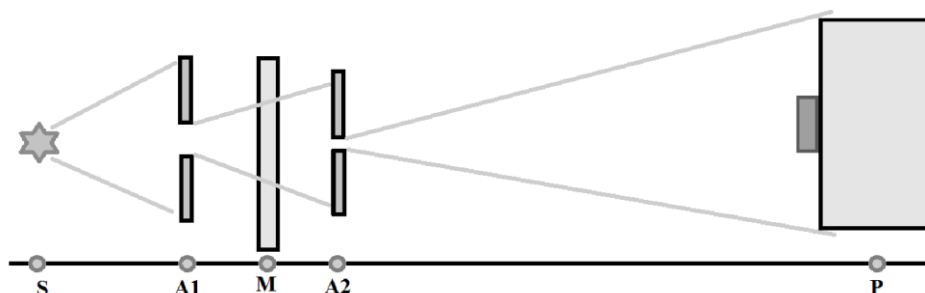
Неопходна поља зрачења за експериментално испитивање зависности одзива дозиметара од енергије, угла инциденције и јачине дозе су успостављена према ISO 4037-1 стандарду [16], у секундарној дозиметријској лабораторији (SSDL) ИНН Винча. Коришћени квалитети зрачења јесу радионуклидни квалитети  $\gamma$ -зрачења (S-Cs и S-Co) и квалитети X-зрачења (N-серије) генерисани помоћу генератора X-зрачења MG-320 (Phillips, Ајндховен, Холандија).

Електронски лични дозиметри су приликом испитивања енергетске и угаоне зависности одзива, центрирани и постављени на стандардни ISO водени блок фантом [24] на растојање референтне тачке ентитета дозиметар-фантом од извора зрачења од 2 m. На слици 8.1 је приказан EPD који је постављен на стандардном блок фантому.



**Слика 8.1. Електронски лични дозиметар (EPD) типа EPD Mk2 (Thermo Scientific) постављен на стандардни ISO водени блок фантом. Ентитет фантом-дозиметар је центриран и постављен на калибрациону клупу тако да се референтна тачка дозиметра налази на растојању 2 m од извора зрачења.**

У пољу X-зрачења инцидентни сноп зрачења пролази кроз две апертуре (у ознакама A1 и A2), и кроз мониторску комору (у ознаци M), према чему је испитивање извршено методом супституције са мониторском комором (слика 8.2). Приликом испитивања линеарности одзива EPD су коришћена различита растојања између референтне тачке и извора  $\gamma$ -зрачења у претходно еталонираном познатом пољу  $\gamma$ -зрачења радионуклида  $^{60}\text{Co}$ .



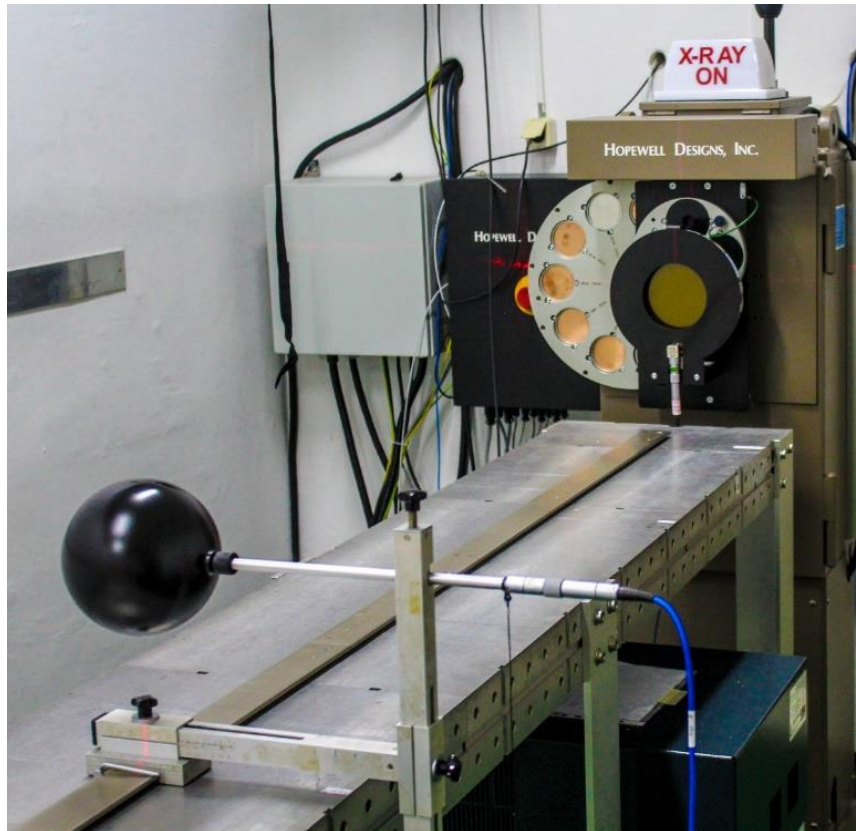
Слика 8.2. Шематски приказ експерименталне поставке за испитивање енергетске и угаоне зависности одзива EPD у пољима X-зрачења. Инцидентни сноп фотона се генерише на позицији S (фокална тачка X-цеви), након чега сноп зрачења пролази кроз апертуру A1, затим мониторску јонизациону комору (M), затим апертуру A2, наилазећи на ентитет фантом-дозиметар на позицији P [38].

Референтне вредности јачине личног дозног еквивалента су одређене помоћу секундарних еталона, јонизационих комора типа 32002 и 32003 повезаних на Unidos T10002 електрометар (Physikalisch-Technische Werkstätten, PTW, Фрејбург, Немачка). Јонизационе коморе типа PTW 32002 и 32003 представљају сферне јонизационе коморе са шупљином запремине  $1 \text{ dm}^3$  и  $10 \text{ dm}^3$ , респективно, посебно дизајниране за употребу у области заштите од зрачења као еталони, услед значајне репродуцибилности мерења и дуговременске стабилности одзива. Захваљујући сферној геометрији ове јонизационе коморе имају приближно униформан ангуларни одзив, док се раван енергетски одзив постиже додавањем танког слоја алуминијума на унутрашњу површину зида јонизационе коморе (ради повећања вероватноће фотоелектричне апсорпције нискоенергетских X-фотона). Активна запремина је испуњена ваздухом који је ограничен сфером од поли(окси метилена) (ПОМ), и у којој се налази графитна централна електрода обложена полистиреном.

За мерење већих јачина дозе је коришћена PTW 32002 јонизациона комора, док је за ниске вредности јачине дозе коришћена PTW 32003 јонизациона комора (у пољима радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ) [48]. На слици 8.3 је приказано позиционирање сферне литарске јонизационе коморе са шупљином (PTW 32002) на растојање референтне тачке коморе од извора зрачења од 2 m.

### 8.2.1. Испитивање енергетске и угаоне зависности одзива електронских личних дозиметара

Минималан опсег утицајних величина енергије фотона и угла инциденције за који електронски лични дозиметри морају задовољити захтеве ИЕС 61526 међународног стандарда [8] јесте од 80 keV до 1,5 MeV и од  $0^\circ$  до  $60^\circ$ , респективно. Енергетски и ангуларни релативни одзив електронских личних дозиметара може максимално одступати од референтне вредности одзива (при квалитету зрачења S-Cs и углу инциденције  $0^\circ$ ) у опсегу од -29% до +67% (што одговара варијацији калибрационог коефицијента од  $\pm 40\%$ ). EPD су испитивани у широком опсегу средњих енергија квалитета зрачења од 33 keV (квалитет N-40) до 1,25 MeV (квалитет S-Co), и у опсегу углова инциденције од  $0^\circ$  до  $80^\circ$ . Вредности конверзионих коефицијената из керме у ваздуху у лични дозни еквивалент у зависности од енергије фотона и угла инциденције фотона су дате у табели 5.1 (одељак 4.5.3).



Слика 8.3. Позиционирање PTW 32002 сферне јонизационе коморе запремине  $1 \text{ dm}^3$  на растојање између референтне тачке и фокалне тачке X-цеви од 2 m. На фотографији се могу видети генератор X-зрачења Hopewell Designs X80-225 kV-E са мониторингом јонизационом комором типа PTW 34014 и ротирајућим точком са филтрацијама неопходним за успостављање квалитета зрачења N-серије.

### 8.2.2. Испитивање тачности и линеарности одзива електронских личних дозиметара

Зависност одзива EPD од јачине дозе (линеарност) је испитивана у пољу гама зрачења радионуклида  $^{60}\text{Co}$ , будући да је у лабораторији могуће постићи шири опсег јачине личног дозног еквивалента од  $300 \text{ nSv/h}$  до  $10 \text{ Sv/h}$ , у поређењу са опсегом јачина личног дозног еквивалента у пољу гама зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  - од  $10 \text{ }\mu\text{Sv/h}$  до  $7 \text{ mSv/h}$ . Одабрана референтна јачина личног дозног еквивалента ради одређивања релативног одзива износи  $300 \text{ }\mu\text{Sv/h}$ , што одговара великом броју мерних опсега наведених типова електронских личних дозиметара, према спецификацијама произвођача. Релативни одзив EPD при испитивању зависности одзива од јачине дозе може максимално одступати од одзива при референтној вредности јачине дозе од  $-17\%$  до  $+25\%$ , према критеријуму IEC 61526 стандарда [8].

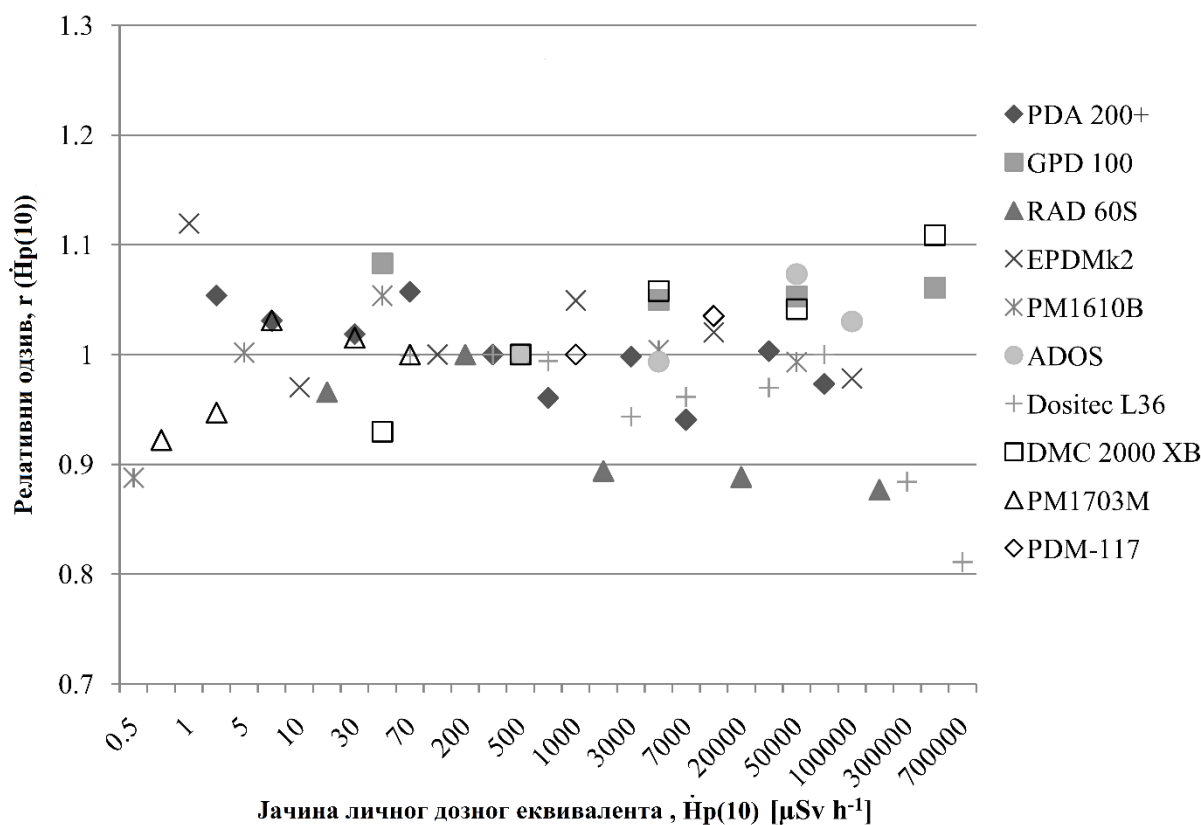
Поред испитивања зависности одзива дозиметара од енергије фотона, угла инциденције фотона и јачине дозе поља зрачења, неопходно је извршити испитивање тачности показивања EPD. Процену тачности измерене вредности јачине дозног еквивалента је могуће извршити одређивањем апсолутног одзива дозиметара, који је дефинисан релацијом 7.2. Тачност дозиметара је испитивана у пољу зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  у опсегу јачина личног дозног еквивалента од  $100 \text{ }\mu\text{Sv/h}$  до  $300 \text{ }\mu\text{Sv/h}$ , при углу инциденције од  $0^\circ$ . Препоручени референтни квалитет зрачења према спецификацијама произвођача јесте S-Cs, осим за један уређај где је референтни квалитет зрачења радионуклид  $^{241}\text{Am}$  (енергије фотона,  $59,54 \text{ keV}$ ).

## 8.3. Резултати

### 8.3.1. Испитивање линеарности одзива електронских личних дозиметара

Дејство утицајне величине јачина дозе на одзив дозиметара је испитивано у пољу гама зрачења радионуклида  $^{60}\text{Co}$  (енергије фотона 1,17 MeV и 1,33 MeV, односно средње енергије 1,25 MeV). Одабрана референтна јачина личног дозног еквивалента је  $300 \mu\text{Sv/h}$  за све испитиване типове личних електронских дозиметара, осим за модел PM1703M где је одабрана референтна јачина дозе од  $70 \mu\text{Sv/h}$ , будући да се вредност од  $300 \mu\text{Sv/h}$  налази изван мерног опсега овог EPD, према спецификацијама произвођача [38]. Резултати испитивања линеарности одзива EPD су приказани на слици 8.4.

Међу испитиваним личним дозиметрима највеће одступање од референтне вредности одзива (-19%) је примећено код модела Dositec L36, за вредност јачине личног дозног еквивалента од  $700 \text{ mSv/h}$ . Узимањем у обзир мерне несигурности испитивања линеарности, у складу са буџетом мерне несигурности за мерење референтне вредности оперативних дозиметријских величина у области заштите од зрачења, процењено одступање за поменути EPD може бити занемарено будући да се налази веома близу граничне вредности одступања према ИЕС 61526 стандарду. Релативни одзив свих испитиваних типова личних електронских дозиметара се налази у оквиру прописаних граница одступања од -17% до +25% при испитивању линеарности одзива дозиметара, када се узме у обзир мерна несигурност [38].



Слика 8.4. Зависност одзива EPD од јачине личног дозног еквивалента за десет различитих типова дозиметара, измерена у пољу гама зрачења радионуклида  $^{60}\text{Co}$  [38].

### 8.3.2. Испитивање тачности показивања електронских личних дозиметара

Тачност електронских личних дозиметара је испитивана у пољу гама зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  при углу инциденције од  $0^\circ$ , у опсегу јачина личног дозног еквивалента између 100 и 300  $\mu\text{Sv/h}$ . Процењене вредности апсолутног одзива електронских личних дозиметара се налазе у опсегу од 0,50 до 1,03. Седам од десет типова дозиметара показују одступање измерене вредности личног дозног еквивалента од референтне вредности у оквиру  $\pm 5\%$ , док девет од десет типова дозиметара показују одступање у оквиру  $\pm 10\%$  од референтне вредности. Електронски лични дозиметар који је измерио значајно нижу вредност личног дозног еквивалента ( $-50\%$ ), дајући за последицу ниску вредност апсолутног одзива, је модел PDM-117. Узрок ниске вредности апсолутног одзива при квалитету зрачења S-Cs може бити референтни квалитет зрачења наведен у спецификацији произвођача, S-Am који има значајно нижу енергију фотона [38]. Резултати испитивања тачности електронских личних дозиметара су приказани у табели 8.2.

Табела 8.2. Тачност EPD изражена у виду апсолутног одзива дозиметара. Девет типова дозиметара показују одступање од референтне вредности  $H_p(10)$  у оквиру  $\pm 10\%$ , осим дозиметра PDM-117 за који је одређена девијација од  $-50\%$  [38].

Модел EPD	Апсолутни одзив, $R$	Одступање од референтне вредности $H_p(10)$ [%]
PDA 200+	0,978	-2,1
GPD 100	1,016	1,8
RAD 60 S	0,947	-5,4
EPD Mk2	0,988	-1,3
PM1610B	1,005	0,5
ADOS	1,033	3,3
PDM-117	0,501	-49
PM1703M	1,029	2,9
Dositec L36	0,902	-9,8
DMC 2000 XB	0,963	-3,7

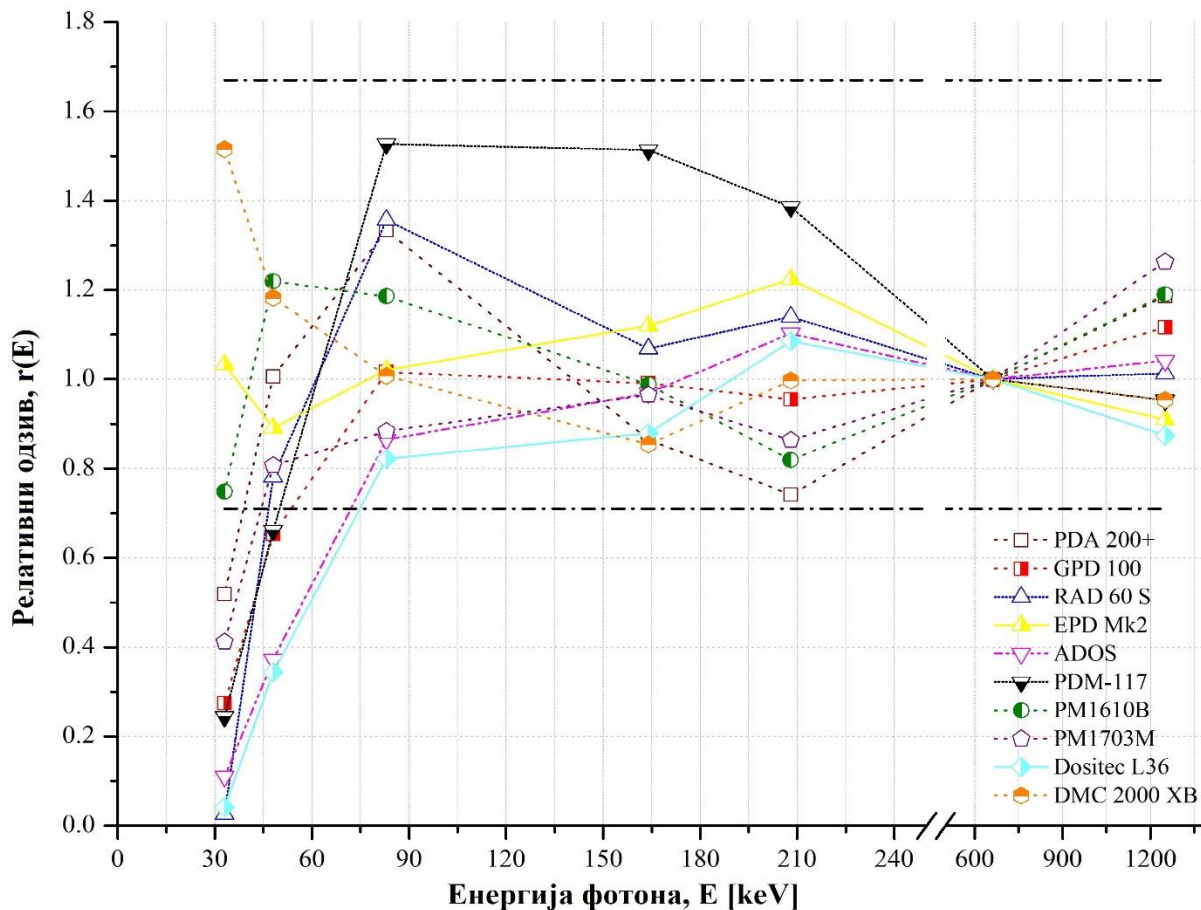
### 8.3.3. Испитивање енергетске зависности одзива електронских личних дозиметара

Енергетска зависност одзива електронских личних дозиметара је испитана у широком опсегу енергија квалитета X-зрачења уског енергетског спектра (N-40, N-60, N-100, N-200, N-300) и квалитета гама зрачења радионуклида (S-Cs, S-Co). На слици 8.5 су приказани резултати испитивања енергетске зависности.

Одређивањем релативног енергетског одзива (нормираног на вредност апсолутног одзива за S-Cs) је утврђено да сви испитивани EPD испуњавају захтеве стандарда IEC 61526 у оквиру минималног опсега утицајне величине енергија фотона од 80 keV до 1,5 MeV. За три типа EPD је вредност релативног одзива у опсегу од  $-29\%$  до  $+67\%$  за све квалитете зрачења, при чему је највеће одступање од апсолутног одзива на S-Cs за ове EPD одређено за нискоенергетски квалитет X-зрачења, N-40 (средње енергије 33 keV). Максимална одступања релативног одзива за поменути квалитет зрачења су  $-25\%$  за PM1610B,  $+3\%$  за EPD Mk2, и  $+51\%$  за DMC 2000 XB. Дозиметар PM1610B показује значајан пад одзива при квалитету зрачења N-40, што би уз придружену мерну несигурност представљало одступање испод доње границе стандарда. При интеракцији са нискоенергетским фотонима, већина EPD показује значајан пад у вредности релативног одзива у односу на S-Cs, са изузетком вредности одзива DMC 2000 XB. Релативни одзив овог дозиметра се монотонно повећава са смањењем енергије фотона на читавом испитиваном опсегу енергије фотона.

Дозиметри типа PDM-117, PM1703M и Dositec L36 испуњавају критеријуме за вредност релативног енергетског одзива у опсегу енергија дефинисаном у стандарду, али не испуњавају захтеве стандарда за цео опсег енергија који је наведен у спецификацијама произвођача.

Референтни квалитет зрачења за дозиметар PDM-117 је S-Am, што значи да би крива зависности одзива од енергије фотона имала другачији профил од приказаног када би се нормирала на овај квалитет. Ипак, ниске вредности апсолутног одзива за све квалитете зрачења, у опсегу вредности  $R \in (0,12; 0,76)$ , при чему је референтни апсолутни одзив  $R(^{137}\text{Cs}) = 0,50$ , указују на постојање систематске грешке, која се може довести у везу са фабричким подешавањима дозиметра, односно калибрационим фактором уређаја [38].



Слика 8.5. Енергетска зависност одзива EPD изражена у виду релативног одзива нормираног на референтну вредност апсолутног одзива при квалитету зрачења S-Cs. Три типа дозиметара испуњавају захтеве стандарда у читавом опсегу енергија фотона [38].

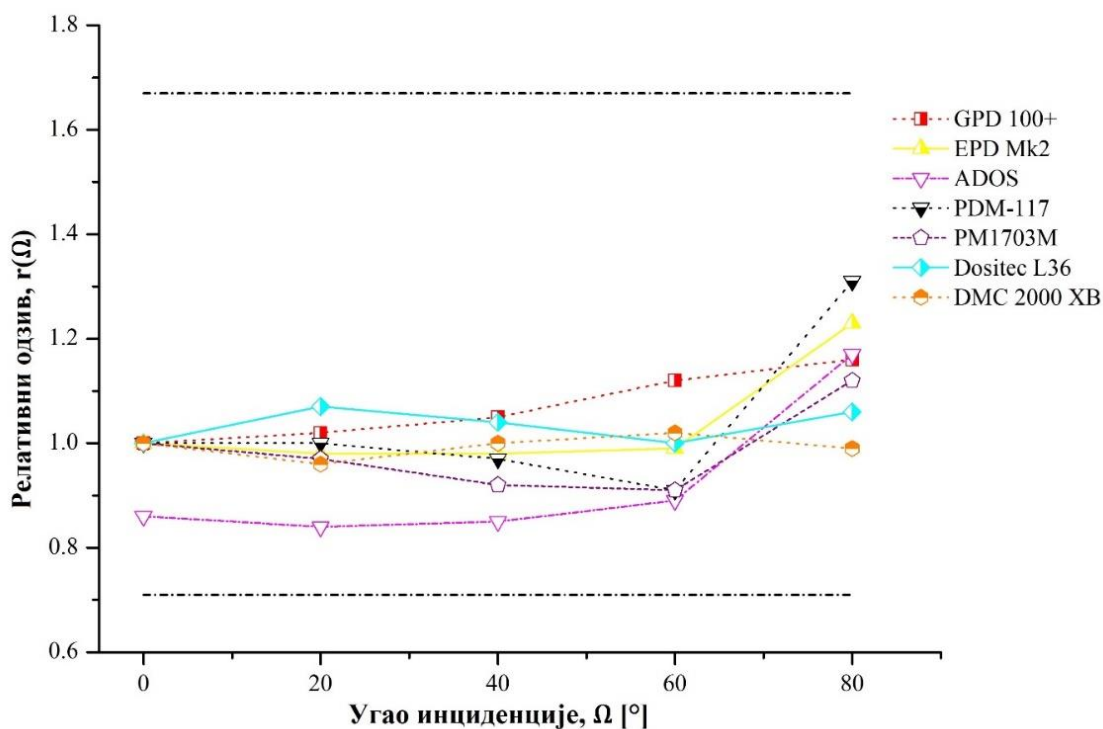
#### 8.3.4. Испитивање угаоне зависности одзива електронских личних дозиметара

Зависност одзива електронских личних дозиметара од промене утицајне величине угла инциденције је испитана у опсегу углова инциденције од  $0^\circ$  до  $80^\circ$ , са инкрементом од  $20^\circ$ . Испитивање угаоне зависности је извршено за референтни квалитет зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ , као и за квалитете X-зрачења N-60, N-200 и N-300, где је испитивано заједничко дејство утицајних величина енергије фотона и угла инциденције на одзив дозиметара. Истовремено испитивање енергетске и угаоне зависности EPD пружа поуздане резултате који могу верно представити понашање ових дозиметара у реалним мултидирекционим полиенергетским пољима зрачења. Резултати испитивања угаоне зависности одзива дозиметара за поменуте квалитете фотонског зрачења су приказани на сликама 8.6 - 8.9.

За квалитете зрачења средњих и високих енергија фотона (N-200, N-300, S-Cs) сви електронски лични дозиметри испуњавају захтеве стандарда IEC 61526 у опсегу вредности утицајне величине од  $0^\circ$  до  $60^\circ$ . Ван минималног опсега прописаног стандардом, неколико EPD показује значајно вишу вредност релативног одзива за угао инциденције од  $80^\circ$ .



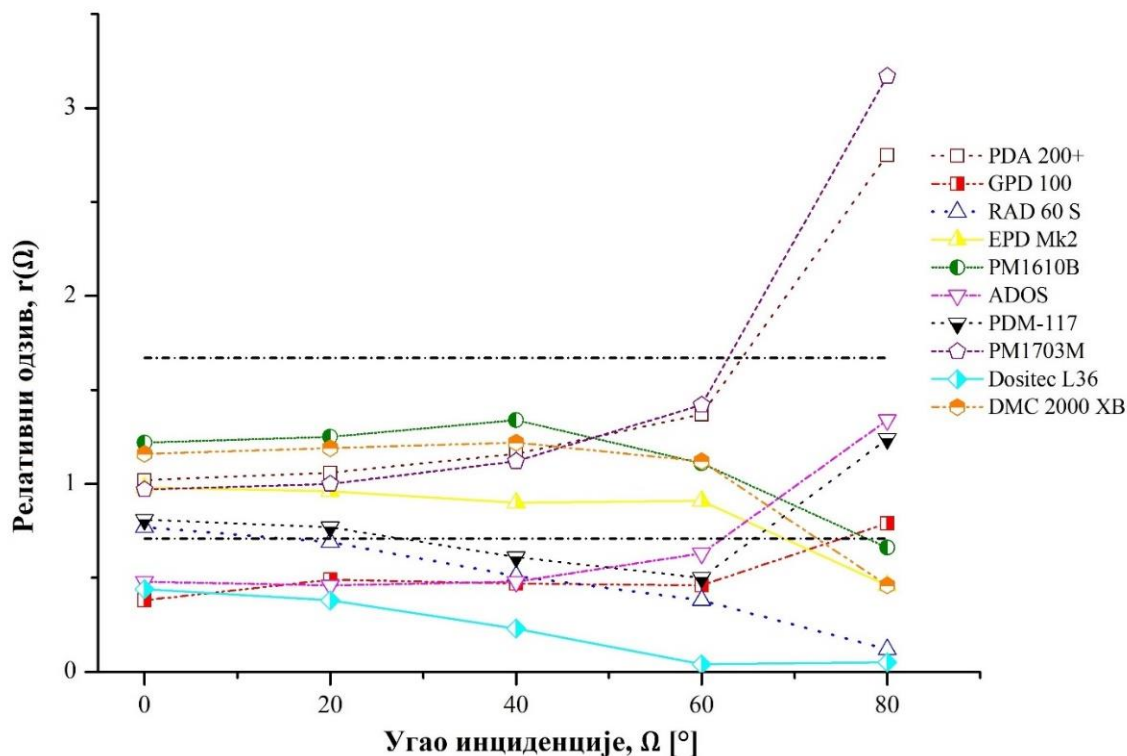
При испитивању угаоне зависности одзива EPD за нискоенергетски квалитет зрачења N-60 (средње енергије 48 keV) је примећено да четири типа дозиметара имају наглашену ниску вредност релативног одзива, због смањења вероватноће детекције и интеракције фотона са активном запремином дозиметара, услед апсорпције или расејања ван активне запремине. Квалитет зрачења N-60 није обухваћен минималним опсегом наведеним у стандарду, али би опсег мерења наведеног у спецификацијама произвођача било неопходно кориговати, или извршити одговарајуће корекције на показивање EPD. Будући да је угаона зависност одзива мање изражена у пољима фотона високих енергија (попут S-Cs, S-Co), сви испитани EPD испуњавају захтеве стандарда за цео опсег угла инциденције од 0° до 80° (слика 8.6). Слично као и при испитивању енергетске зависности одзива дозиметра PDM-117, иако се релативни одзив налази у оквиру граница прописаних стандардом, апсолутни одзив овог уређаја има веома ниску вредност, што следи из испитивања тачности EPD [38].



Слика 8.6. Угаона зависност одзива EPD за референтни квалитет зрачења, поље гама фотона радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  (S-Cs). У пољима зрачења високих енергија ефекат утицајне величине угла инциденције не доводи до одступања у релативном одзиву ван граница прописаних стандардом за цео опсег ове утицајне величине [38].

На слици 8.7 је приказана зависност одзива EPD од угла инциденције у пољу зрачења нискоенергетских X-фотона, успостављеног у виду квалитета зрачења N-60, средње енергије 48 keV. Измерене вредности личног дозног еквивалента се знатно разликују међу различитим типовима дозиметара. Пет типова дозиметара не испуњава захтеве ИЕС 61526 стандарда у оквиру минималног опсега угла инциденције од 0° до 60°, што се у случају нискоенергетског квалитета зрачења N-60 може занемарити, будући да се енергије фотона овог квалитета зрачења налазе ван минималног опсега прихватљивости за утицајну величину енергије фотона од 80 keV до 1,5 MeV. Преосталих пет типова дозиметара се налазе у оквиру граница прописаних стандардом у опсегу угла инциденције од 0° до 60°, при чему PDA 200+ и PM1703M имају веома снажан пораст одзива при углу инциденције од 80°, док EPD Mk2, PM1610B и DMC 2000 XB показују опадајући тренд у вредности одзива.

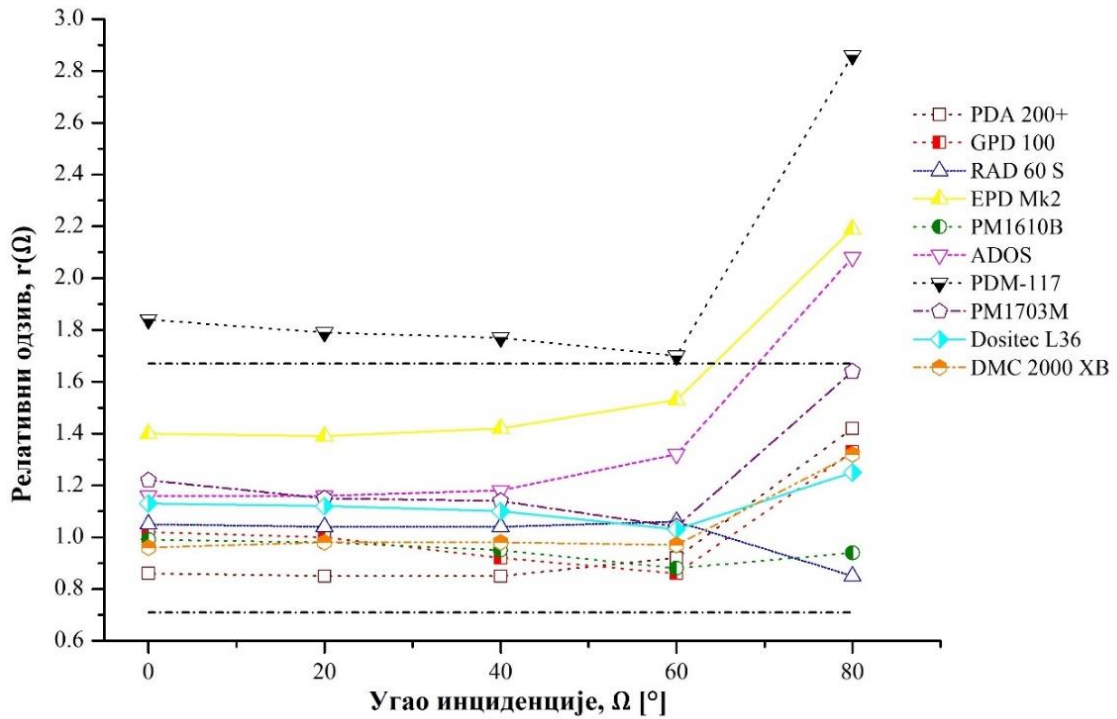
Електронски лични дозиметар PM1610B при углу инциденције од  $80^\circ$  има вредност релативног енергетског и угаоног одзива  $r(48 \text{ keV}, 80^\circ) = 0,66$ , што је веома блиско доњој граници стандарда ИЕС 61526. Узимањем у обзир мерне несигурности испитивања енергетске и угаоне зависности одзива, може се сматрати да овај EPD испуњава захтеве стандарда чак и на екстремној вредности угла инциденције нискоенергетских фотона [38].



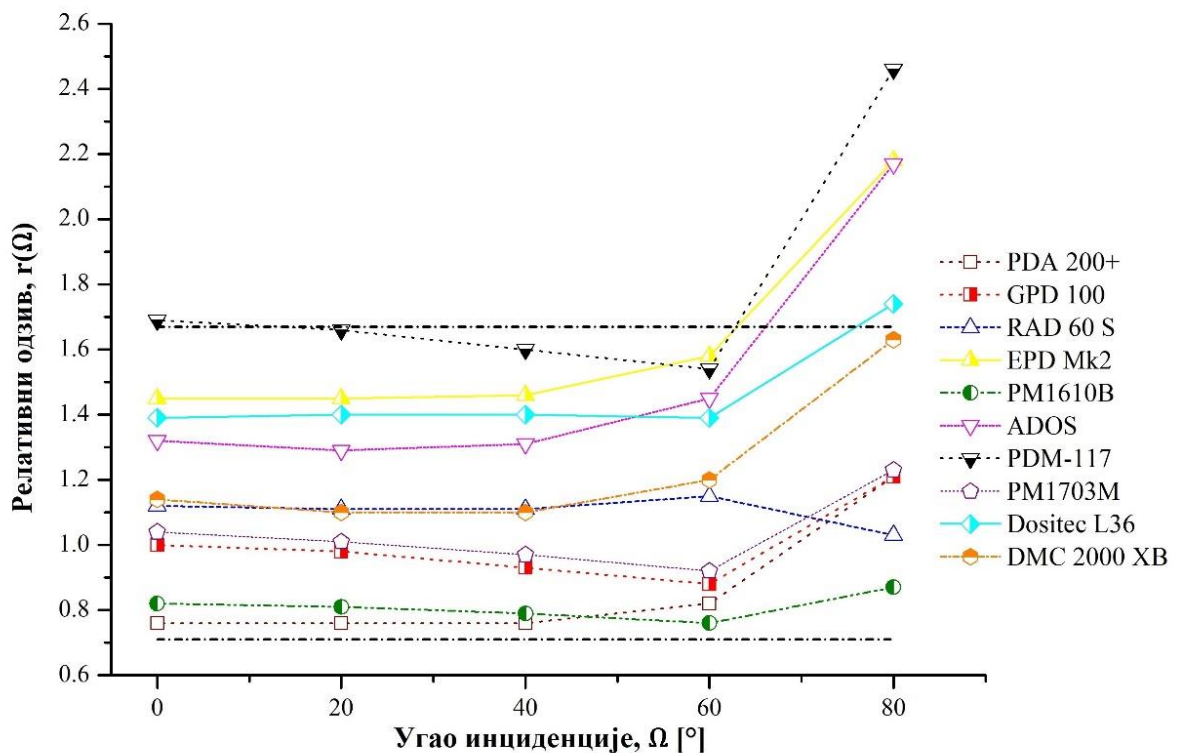
Слика 8.7. Угаона зависност одзива EPD за нискоенергетски квалитет X-зрачења N-60 (средње енергије 48 keV). Пет типова дозиметара има ниску вредност релативног одзива при углу инциденције од  $0^\circ$ ,  $r(48 \text{ keV}, 0^\circ)$ , док пет типова дозиметара испуњава захтеве стандарда до угла инциденције од  $60^\circ$  [38].

Резултати испитивања енергетске и угаоне зависности релативног одзива електронских личних дозиметара при квалитетима X-зрачења N-200 и N-300 су приказани на сликама 8.8 и 8.9. Сви типови EPD осим PDM-117 испуњавају захтеве стандарда ИЕС 61526 за оба квалитета зрачења, у опсегу углова инциденције од  $0^\circ$  до  $60^\circ$ . Услед поменуте разлике у референтном квалитету зрачења PDM-117, и значајно ниже вредности апсолутног одзива при испитивању тачности, овај дозиметар се налази изнад горње границе прихватљивог опсега вредности релативног одзива.

Захтеви стандарда су испуњени и за угао инциденције од  $80^\circ$  при квалитетима зрачења N-200 и N-300, за седам типова дозиметара, односно за шест типова дозиметара, респективно. При овим квалитетима зрачења дозиметри EPD Mk2 и ADOS показују увећану вредност релативног енергетског и угаоног одзива при углу инциденције од  $80^\circ$ , за оба квалитета зрачења [38].



Слика 8.8. Угаона зависност одзива EPD за средњеенергетски квалитет X-зрачења N-200 (средње енергије 164 keV). Седам типова EPD испуњава захтеве стандарда у читавом опсегу углова инциденције [38].



Слика 8.9. Угаона зависност одзива EPD за средњеенергетски квалитет X-зрачења N-300 (средње енергије 250 keV). Шест типова EPD испуњава захтеве стандарда у читавом опсегу углова инциденције [38].

## 8.4. Дискусија

Са становишта заштите од јонизујућег зрачења, електронски лични дозиметри имају практичне предности у поређењу са пасивним дозиметријским системима, попут аквизиције дозиметријских података (дозе или јачине дозе) у реалном времену. Професионално изложеним лицима ови дозиметри могу пружити поуздану промтну информацију о повишењу нивоа јачине дозе изнад природног нивоа позадинског зрачења [49]. На основу приказаних резултата се може извести закључак да испитивани електронски лични дозиметри показују мање одступање од референтне вредности у високоенергетским пољима гама фотона (исказане у виду апсолутног одзива на квалитету зрачења S-Cs, и релативног одзива при квалитету зрачења S-Co). Дозиметри који су испитивани према спецификацијама произвођача у складу са критеријумима стандарда ИЕС 61526 су већином показали задовољавајуће резултате. Ипак при испитивању EPD у пољу X-зрачења ниске енергије фотона (попут квалитета зрачења N-40, средње енергије од 33 keV) или при углу инциденције од 80°, ван спецификација произвођача, велики број дозиметара показује вредности релативног одзива које значајно одступају од референтне вредности апсолутног одзива за S-Cs и 0° (односно референтне вредности релативног одзива, који је једнак јединици).

У новијим истраживањима применљивости електронских личних дозиметара је показано да електронски лични дозиметри могу бити коришћени за мерење оперативне дозиметријске величине за индивидуални мониторинг, једнако поуздано као и термолуминисцентни пасивни дозиметријски системи [50] [51]. Ипак, примена електронских личних дозиметара у нискоенергетским пољима фотона представља проблем за велики број дозиметара различитих произвођача [38] [46]. Осим изазова које постављају утицајне величине енергије фотона и угла инциденције фотона, додатни проблеми постоје при примени неких модела електронских личних дозиметара при ниским вредностима јачине личног дозног еквивалента [52].

Посебан проблем представља примена електронских личних дозиметара у медицини (при флуороскопским или радиографским процедурама) услед непоузданих вредности у одзиву дозиметара током њиховог излагања импулсним пољима X-зрачења. Веома мали број испитиваних типова EPD показује задовољавајуће резултате у импулсним пољима зрачења [36] [49] [53] [54]. Импулсна поља зрачења нису покривена стандардом за испитивање електронских личних дозиметара ИЕС 61526, али су ипак значајна за могућност примене EPD у медицини. Ради поређења, електронски лични дозиметри у континуалним референтним пољима X-зрачења високе јачине дозе имају задовољавајућу зависност од ове утицајне величине (вредности до 10 Sv/h), при чему јачина дозе у директном снопу у клиничким условима може бити значајно виша, проузрокујући незадовољавајуће перформансе ових дозиметара у директном снопу X-зрачења у медицинској примени [36].

Ради примене електронских личних дозиметара у сврху индивидуалног мониторинга, поред пасивних дозиметријских система заснованих на ефекту термолуминисценције, неопходно је извршити испитивање дозиметара у ширем смислу од искључиво дозиметрисјких карактеристика. Испитивање механичких својстава, капацитета батерије, утицаја екстремних вредности амбијенталне температуре, притиска и електромагнетних сметњи на мерење оперативне дозиметријске величине је од значаја за поузданост и могућност њихове примене као основних уређаја за индивидуални мониторинг.

## 8.5. Закључак

Циљ овог истраживања јесте испитивање најзначајнијих дозиметријских својстава електронских личних дозиметара у сврху њихове примене за индивидуални мониторинг, према спецификацијама произвођача, у складу са критеријумима међународног стандарда за испитивање активних личних дозиметара ИЕС 61526. Приметан је напредак у области заштите од зрачења, и радијационе безбедности професионално изложених лица применом електронских личних дозиметара, смањењем ефективне и еквивалентне дозе у радијационим делатностима. У великом броју држава је примена електронских личних дозиметара обавезна у нуклеарној енергетици, али и у медицини и индустрији.

Резултати испитивања електронских личних дозиметара у овом истраживању показују да техничке карактеристике великог броја типова дозиметара различитих произвођача имају прихватљив ниво поузданости и слагања са међународним стандардом. Испитивањем десет типова електронских личних дозиметара је показано да седам типова дозиметара испуњава све критеријуме стандарда при ефектима утицајних величина енергије фотона, угла инциденције фотона и јачине дозе, а у складу са спецификацијама произвођача тих дозиметара. Од три типа електронских личних дозиметара који нису испунили све захтеве међународног стандарда, два типа се више не производе, или су замењени унапређеним моделима (иако се и даље могу наћи у примени у радијационим делатностима). Сви електронски лични дозиметри су испитивани у лабораторијским условима, под различитим условима озрачивања (енергије фотона и угла инциденције) у сврху верне симулације реалних поља зрачења која се срећу у примени јонизујућег зрачења. Резултати испитивања енергетске зависности одзива електронских личних дозиметара сугеришу могућност безбедне примене електронских личних дозиметара у пољима зрачења енергије фотона изнад 80 keV, једнако са пасивним дозиметрима. Постоји могућност примене неких типова електронских личних дозиметара у пољима зрачења фотона енергије ниже од 80 keV, и при високим вредностима угла инциденције до 80°, уз неопходно додатно испитивање. Дакле, електронски лични дозиметри се могу користити у различитим областима примене јонизујућег зрачења, уколико су њихове испитиване дозиметријске карактеристике у складу са особинама поља зрачења.

## 9. РАЗВОЈ И ИСПИТИВАЊЕ ЕЛЕКТРОНСКОГ АМБИЈЕНТАЛНОГ ДОЗИМЕТРА НА БАЗИ ЕНЕРГЕТСКИ КОМПЕНЗОВАНЕ ГАЈГЕР-МИЛЕРОВЕ ЦЕВИ

*Базирано на адаптацији текста публикације:*

Kržanović, N., Stanković, K., Živanović, M., Đaletić, M., Ciraj-Bjelac, O., "Development and testing of a low cost radiation protection instrument based on an energy compensated Geiger-Müller tube", Radiation Physics and Chemistry, 164, 2019. doi: 10.1016/j.radphyschem.2019.108358.

### 9.1. Увод

Електронски амбијентални дозиметри (RPI) обухватају широку групу уређаја за амбијентални мониторинг јонизујућег зрачења, од којих се поједини поред своје основне намене користе за мерење контаминације животне средине (контаминациони монитори зрачења) или спектра јонизујућег зрачења (спектрометри) [24]. Испитивање типа, верификација типа и еталонирање амбијенталних дозиметара су дефинисани међународним стандардима. Ради испуњења захтева одговарајућих стандарда за дозиметре који мере оперативну дозиметријску величину, амбијентални дозни еквивалент и јачину амбијенталног дозног еквивалента, електронски амбијентални дозиметри морају бити адекватно еталонирани, доводећи у везу показивање ових уређаја са одговарајућом величином у области заштите од зрачења [55] [56] [57].

За потребе систематског мониторинга животне средине, мреже ране најаве и мреже за мониторинг које користе амбијенталне дозиметре и спектродозиметријске системе су у константном процесу развоја и проширивања. Значајан допринос овим мрежама за амбијентални мониторинг би могли бити поузданији уређаји (од постојећих) на бази гасних детектора који раде у режиму Гајгеровог пражњења, односно Г-М цеви. Захваљујући својој ниској цени, приступачности, и лакоћи употребе [7], ови уређаји би знатно побољшали просторну резолуцију мреже за мониторинг. Гасни детектори који садрже Г-М цеви се нашироко користе у области заштите од зрачења, и интегрисани су у електронске личне дозиметре [38] као и у уређаје за мониторинг околине [58]. Велики број ових дозиметара је лако доступан становништву које се не бави радијационим делатностима [56] [57]. Електронски амбијентални дозиметри на бази Г-М цеви представљају најраспрострањенију врсту детектора зрачења која се користи у мрежама за рану најаву услед радијационих акцидената, иако често немају најбоља метролошка својства услед неадекватне енергетске компензације, неодговарајућег мерног опсега, одзива на поједине утицајне величине [59] [60] [5]. Амбијентални дозиметри на бази Г-М цеви се често користе и у сврху мониторинга околине у медицини (где се за разлику од зрачења радионуклида и космичког зрачења у животној средини, ови уређаји излажу расејаном X-зрачењу разних енергија) [4], затим у истраживачке сврхе [61] и географско мапирање јачине дозе [62]. Као и код примене гасних детектора у сврху индивидуалног мониторинга, уређаји на бази Г-М цеви се морају обазриво користити у импулсним пољима X-зрачења, будући да услед дејства мртвог времена могу бити неосетљиви на значајан део укупне апсорбоване дозе [53] [54].

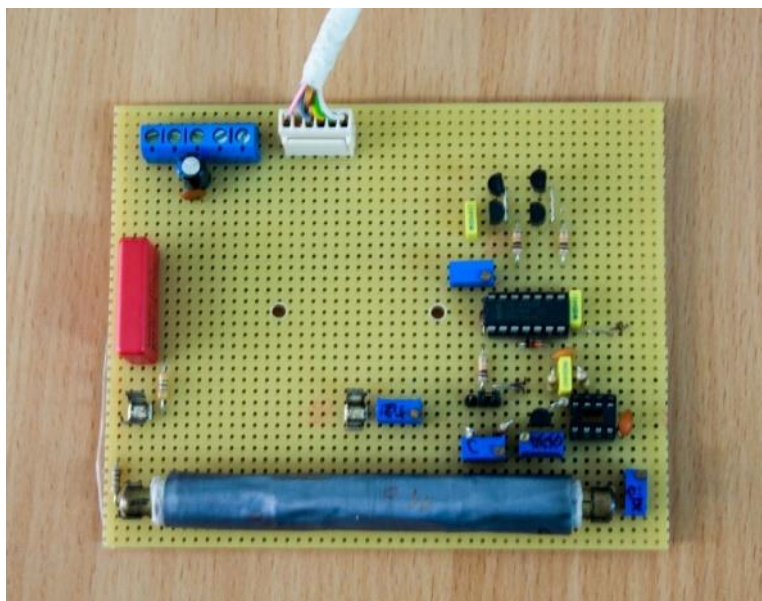
У овом делу докторске дисертације је извршено испитивање уређаја на бази Г-М цеви, развијеног у ИНН Винча у сврху његове примене у амбијенталном мониторингу јонизујућег зрачења, односно мерења јачине амбијенталног дозног еквивалента. Будући да основна намена гасних детектора зрачења који раде у области Гајгеровог пражњења није дозиметријска, неопходно је извршити адекватну енергетску компензацију, односно побољшати енергетску зависност одзива дозиметра. Енергетска компензација подразумева оклопљавање активне запремине детектора материјалом који има одговарајуће микроскопске ефикасне пресеке за интеракције са фотонима, уз минималан губитак ефикасности детекције [28].

Г-М цев је компензована применом танких слојева олова, након чега је извршено упоређивање дозиметријских карактеристика дозиметра пре и након компензације, у циљу идентификације оптималне енергетске компензације. Испитивање ефеката утицајних величина енергије фотона, угла инциденције и јачине амбијенталног дозног еквивалента је извршено према критеријумима међународног стандарда IEC 60846-1 [9], у референтним пољима зрачења успостављених према ISO 4037-1 [16]. Представљени метод енергетске компензације се може применити на Г-М цеви другачије геометрије, као и за мерење других оперативних дозиметријских величина.

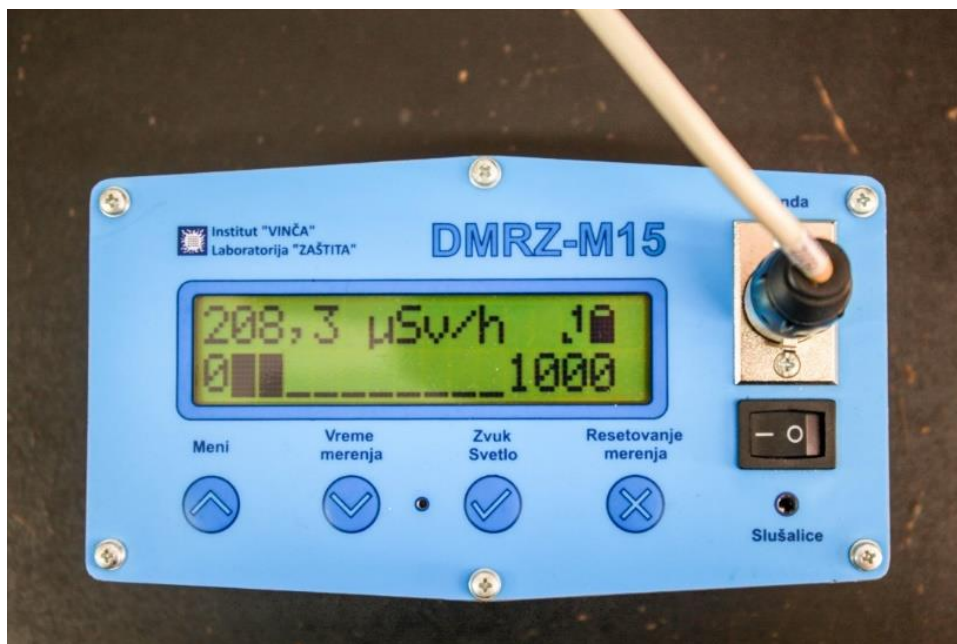
## 9.2. Материјали и методе

### 9.2.1. Структура дозиметра

Сонда амбијенталног дозиметра развијена у ИНН Винча, Лабораторији за заштиту од зрачења и заштиту животне средине, садржи Г-М цев типа SBM-20, која за гас испуне има смешу гасова Ne, Br<sub>2</sub> и Ar. Мерни опсег јачине амбијенталног дозног еквивалента ове цеви је од нивоа позадинског зрачења до 1,4 mSv/h, према спецификацијама произвођача [63]. Детектор је повезан на улазно коло уређаја које врши конверзију импулса генерисаних у Г-М цеви у импулсе који могу бити прослеђени на микроконтролер и приказани на интерфејсу уређаја. Ради успостављања стабилног радног напона цеви од 400 V, користи се DC-DC претварач [64]. Сонда уређаја је приказана на слици 9.1, док је кориснички интерфејс уређаја приказан на слици 9.2.



Слика 9.1. Цилиндрична Г-М цев обложена танким слојем олова (у сврху енергетске компензације цеви), са пратећим електронским компонентама сонде.



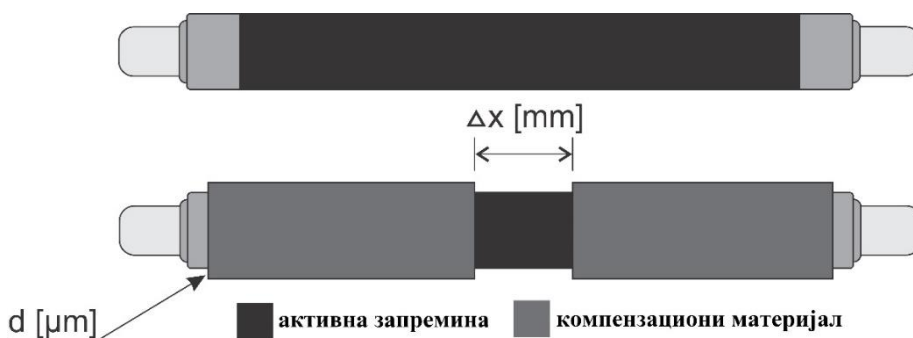
Слика 9.2. Кориснички интерфејс електронског дозиметра за амбијентални мониторинг развијен у ИНН Винча, у лабораторији за заштиту од зрачења и заштиту животне средине.

Приликом испитивања уређаја су сва мерења коригована на ефекат мртвог времена Г-М цеви. Вредност мртвог времена је одређена помоћу релације 5.4 за непаралишући модел детектора (одељак 6.1.6) [7], и износи 181  $\mu$ s.

### 9.2.2. Енергетска компензација

Ради адекватне и поуздане примене Г-М цеви у амбијенталном дозиметру, инхерентна бројачка својства Г-М гасног детектора се морају кориговати енергетском компензацијом. Процес енергетске компензације резултира смањењем енергетске зависности одзива дозиметра (односно разлике у осетљивости детектора на фотоне различитих енергија), тако да ефикасност детекције фотона зависи од енергетске зависности масеног коефицијента апсорпције енергије компензационог материјала (релација 4.23). Додавањем танких слојева олова, калаја, или њихових легура долази до смањења ефикасности детекције фотона, посебно у нискоенергетској области [7]. Промена у ефикасности детекције је последица апсорпције инцидентних фотона у компензационом материјалу, и материјалу кућишта у којем се сонда налази, пре уласка у активну запремину детектора. Такође услед интеракција фотона са компензационим материјалом може доћи до емисије секундарних електрона у активну запремину [65]. Енергетска компензација Г-М цеви изразито смањује ефикасност детекције нискоенергетских X-фотона [66], што се може умањити креирањем ваздушног процепа одређене ширине у компензационом материјалу. Испитивана Г-М цев је најпре енергетски компензована применом танких слојева олова, дебљине у опсегу од 90  $\mu$ m до 1200  $\mu$ m. Затим за дебљине слојева олова од 400  $\mu$ m и 600  $\mu$ m, су створени ваздушни процепа симетрично око средине активне запремине Г-М цеви. Ширина ваздушног процепа се кретала од 8,5 mm до 14,5 mm за поменуте дебљине олова. Шематски приказ енергетске компензације Г-М цеви је дат на слици 9.3.





Слика 9.3. Шематски приказ енергетске компензације цилиндричне Г-М цеви. На слици горе се налази некомпензована Г-М цев; на слици доле је приказана Г-М цев на коју је примењен компензациони материјал дебљине  $d$  [ $\mu\text{m}$ ], са ваздушним процепом ширине  $\Delta x$  [ $\text{mm}$ ], ради повећања ефикасности детекције смањене компензацијом [28].

### 9.2.3. Референтна вредност, енергетска и угаона зависност, линеарност одзива

Експериментална мерења су извршена у секундарној дозиметријској лабораторији (SSDL) ИНН Винча. Референтна вредност јачине керме у ваздуху је одређена помоћу секундарног еталона, сферне јонизационе коморе са шупљином типа PTW 32002, док је при мерењима у пољима X-зрачења, поред сферне јонизационе коморе коришћена мониторинска јонизациона комора типа PTW 34014 [48]. Референтне вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента су одређене применом конверзионих коефицијената из керме у ваздуху у амбијентални дозни еквивалент (табела 5.1) [26]. Генератор X-зрачења Norwell Designs X80-225 kV-E је коришћен за успостављање квалитета X-зрачења уског енергетског спектра (N-серије) [16]. Енергетска зависност одзива амбијенталног дозиметра је испитивана у опсегу енергија од 33 keV до 1,25 MeV, док је угаона зависност одзива испитивана у опсегу углова инциденције од  $0^\circ$  до  $90^\circ$ , са инкрементом од  $15^\circ$ . Углови инциденције од  $-45^\circ$  и  $180^\circ$  су коришћени за испитивање симетричности ангуларног одзива. Релативни енергетски и угаони одзив активних електронских дозиметара за амбијентални мониторинг је одређен релацијом:

$$r_{RPI}(E, \Omega) = \frac{R_{RPI}(E, \Omega)}{R_{0,RPI}(E_0, \Omega_0)} = \frac{M_{RPI}(E, \Omega)/(Q(E) N_k(E) k_D h_k(E)) * k_M}{M_{0,EPD}(E_0, \Omega_0)/(Q(E_0) N_k(E_0) k_D h_k(E_0)) * k_{M0}} \quad (9.1)$$

при чему  $R_{RPI}(E, \Omega)$  и  $R_{0,RPI}(E_0, \Omega_0)$  представљају апсолутни енергетски и угаони одзив при енергији фотона и углу инциденције  $(E, \Omega)$  и при референтним вредностима ових утицајних величина  $(E_0, \Omega_0)$ , респективно. Величина  $M_{RPI}(E, \Omega)$  представља показивање амбијенталног дозиметра при одређеној енергији фотона и углу инциденције. Производ количине наелектрисања секундарног еталона, калибрационог коефицијента секундарног еталона и корекционог фактора на густину ваздуха,  $Q(E) N_k(E) k_D$ , представља референтну вредност јачине керме у ваздуху за квалитет зрачења средње енергије  $E$ . Производ јачине керме у ваздуху и конверзионог коефицијента  $h_k(E)$ , представља референтну вредност јачине амбијенталног дозног еквивалента. Корекциони фактори  $k_M$  и  $k_{M0}$  представљају корекцију на промене у излазном сигналу генератора X-зрачења одређених упоређивањем сакупљене количине наелектрисања мониторинске јонизационе коморе при мерењу секундарним еталоном и амбијенталним дозиметром, засебно при вредностима утицајних величина  $(E, \Omega)$  и  $(E_0, \Omega_0)$ , респективно. Амбијентални дозиметар испуњава критеријум међународног стандарда ИЕС 60846-1 уколико је релативни енергетски и угаони одзив дозиметра у опсегу  $r_{RPI}(E, \Omega) \in [0,71; 1,67]$  [9].

Референтна вредност јачине амбијенталног дозног еквивалента за све квалитете зрачења је  $600 \mu\text{Sv/h}$ , при чему је удаљеност дозиметра од извора зрачења  $300 \text{ cm}$  у пољима X-зрачења, а вредност струје рендгенске цеви је подешена тако да је јачина амбијенталног дозног еквивалента иста за све квалитете зрачења N-серије. У случају референтних поља гама зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ . растојање између извора зрачења и детектора је подешено тако да је јачина амбијенталног дозног еквивалента  $600 \mu\text{Sv/h}$ .

Према критеријумима међународног стандарда ИЕС 60846-1, разликују се два различита минимална опсега утицајне величине енергије фотона, са одговарајућим референтним квалитетима зрачења. У случају радне средине у којој се претежно користе поља гама зрачења се препоручује енергетски опсег од  $80 \text{ keV}$  до  $1,5 \text{ MeV}$ , при чему је референтни квалитет зрачења S-Cs (ткзв. индустријски минимални опсег енергија фотона). Уколико се RPI претежно користи у сврхе мониторинга средине при медицинским применама јонизујућег зрачења, препоручени минимални опсег енергије фотона је од  $33 \text{ keV}$  до  $100 \text{ keV}$ , при чему је референтни квалитет зрачења N-100 (ткзв. медицински минимални опсег енергија фотона) [9]. Минимални опсег углова инциденције је од  $0^\circ$  до  $45^\circ$  према међународном стандарду, уколико се у обзир узима заједничко дејство утицајних величина енергије и угла инциденције.

Линеарност амбијенталног дозиметра је испитана у опсегу јачина амбијенталног дозног еквивалента од  $10 \mu\text{Sv/h}$  до  $1,5 \text{ mSv/h}$  у пољу гама зрачења радионуклида  $^{60}\text{Co}$ . Утицај промене у јачини дозе на одзив дозиметра је испитан за некомпензовану Г-М цев, као и за различите облике компензације цеви, уз примену корекције на ефекат мртвог времена. Референтна јачина дозе за тест линеарности је  $500 \mu\text{Sv/h}$ .

Према стандарду ИЕС 60846-1 захтеве који су постављени за амбијенталне дозиметре је неопходно разматрати заједно са придруженом вредношћу проширене мерне несигурности за релативни одзив дозиметара (са фактором проширења  $k=2$ ). На основу буџета мерне несигурности за мерење оперативних дозиметријских величина (табела 7.5), релативна мерна несигурност референтне вредности оперативне дозиметријске величине је  $4,6\%$  (за  $k=2$ ) за све коришћене квалитете зрачења. Највећи допринос мерној несигурности потиче од конверзионог коефицијента ( $4,0\%$ ). Калибрациони коефицијент секундарног еталона има допринос у опсегу од  $0,8\%$  -  $1,2\%$  у зависности од квалитета зрачења, стабилност јонизационе коморе допринос од  $1,0\%$ , геометријска поновљивост поставке мерења од  $0,8\%$  до  $1,3\%$ , а у случају квалитета зрачења N-серије нехомогеност снопа и квалитет зрачења имају доприносе од по  $0,6\%$ . При испитивању линеарности укупна комбинована проширена мерна несигурност има вредност  $2,6\%$ , док је за испитивање енергетске и угаоне зависности одзива  $6,5\%$  [28].

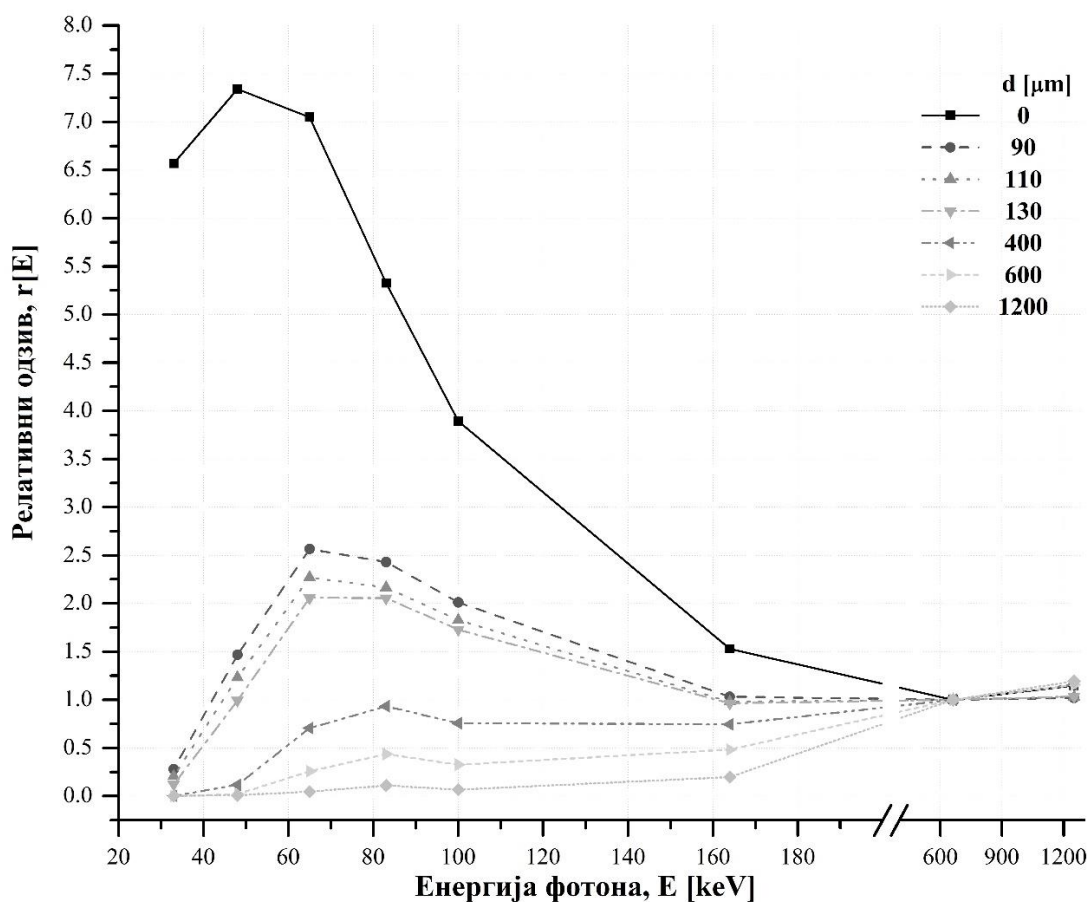
### 9.3. Резултати и дискусија

#### 9.3.1. Енергетска компензација и испитивање енергетске зависности одзива RPI на бази Г-М цеви у индустријском опсегу

Енергетска зависност одзива активног амбијенталног дозиметра на бази Г-М цеви је изражена у виду релативног енергетског одзива (релација 9.1). Ефекат утицајне величине енергије фотона је испитан најпре за некомпензовану цев, затим за компензовану цев код које је целокупна активна запремина оклопљена компензационим материјалом различите дебљине, и коначно за компензовану цев код које постоји ваздушни процеп у компензационом материјалу. На сликама 9.4 - 9.8 и 9.10 су приказане енергетске зависности релативног одзива некомпензоване Г-М цеви ради поређења са вредностима релативног одзива компензованих детектора са различитим дебљинама компензационог материјала  $d$  [ $\mu\text{m}$ ], и различитим ширинама енергетског процепа  $\Delta x$  [ $\text{mm}$ ] [28].

Енергетски одзив инхерентне некомпензоване Г-М цеви има екстремно високе вредности за поља зрачења фотона енергија нижих од 100 keV (до максималне вредности релативног одзива од 7,34 за квалитет зрачења N-60), што представља основну индикацију за потребом енергетске компензације [28].

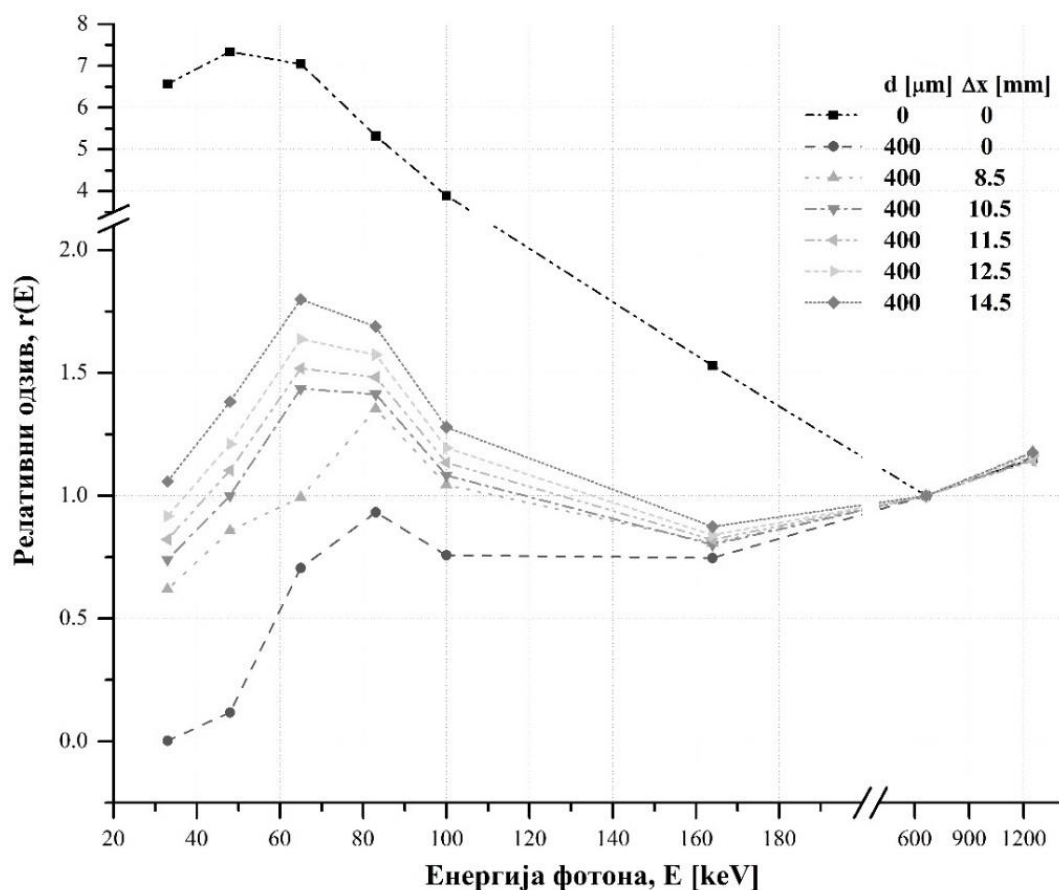
Испитивањем енергетске зависности одзива Г-М цеви након компензације оловом дебљина у опсегу од 90  $\mu\text{m}$  до 1200  $\mu\text{m}$  је изведен закључак да ниједна од компензација Г-М цеви не даје задовољавајуће резултате у целом испитиваном опсегу вредности утицајне величине енергије фотона. Дебљина компензационог материјала од 400  $\mu\text{m}$  испуњава захтеве стандарда ИЕС 60846-1, уз могућност проширења опсега енергија до квалитета зрачења N-60 (средње енергије 48 keV). За дебљине компензационог материјала мањих од 400  $\mu\text{m}$  критеријум стандарда није испуњен, будући да вредност релативног енергетског одзива за нискоенергетске фотоне постаје превисока, док за дебљине материјала изнад 400  $\mu\text{m}$  Г-М цев има наглашено ниске вредности релативног енергетског одзива за све квалитете X-зрачења [28]. Енергетска зависност одзива компензоване Г-М цеви прекривањем целокупне активне запремине компензационим материјалом различите дебљине је приказана на слици 9.4.



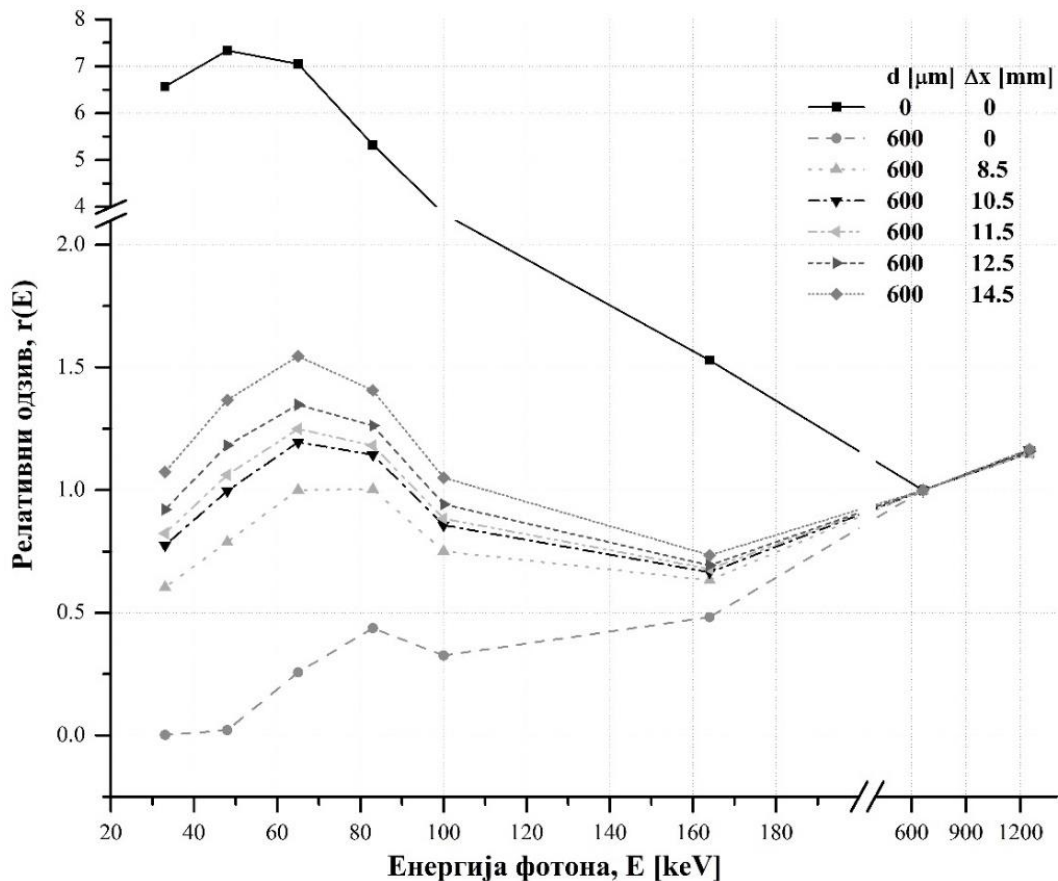
Слика 9.4. Енергетска зависност релативног одзива у опсегу енергија од 33 keV до 1,25 MeV за енергетски компензоване детекторе, дебљине компензационог материјала у опсегу од 90  $\mu\text{m}$  до 1200  $\mu\text{m}$ . Дебљина компензационог материјала од 400  $\mu\text{m}$  испуњава захтеве стандарда у минималном опсегу енергија, када је S-Cs референтни квалитет [28].

Увођењем ваздушног процепа ширине у опсегу од 8,5 mm до 14,5 mm је итеративним поступком поновљено испитивање енергетске зависности одзива. Упоређивањем енергетске компензације са ваздушним процепом, и компензације без присуства ваздушног процепа се може закључити да увођењем ваздушног процепа ефикасност детекције нискоенергетских фотона постаје знатно боља, односно одступања релативног одзива од референтне вредности апсолутног одзива за S-Cs (релативни одзив за S-Cs је једнак јединици, тако да се посматра одступање релативног одзива од јединице) постаје мање наглашена. У случају ширине ваздушног процепа од 8,5 mm, ниска вредност релативног енергетског одзива за квалитет зрачења N-40 (средње енергије од 33 keV) није пожељна, односно ефикасност детекције фотона веома ниских енергија је мала.

Повећањем ширине ваздушног процепа се одзив при квалитету зрачења N-40 увећава, без значајних увећања вредности релативног одзива за остале квалитете X-зрачења. Уколико се ширина ваздушног процепа увећа до 14,5 mm, у случају Г-М цеви компензоване оловом дебљине 400  $\mu\text{m}$  се јављају вредности релативног одзива изнад 1,67 (што одговара горњој граници ИЕС 60846-1) за квалитете зрачења N-80 и N-100.



Слика 9.5. Енергетска зависност релативног одзива у опсегу енергија од 33 keV до 1,25 MeV за дебљину компензационог материјала од 400  $\mu\text{m}$ , при ширинама ваздушног процепа од 8,5 mm до 14,5 mm [28].



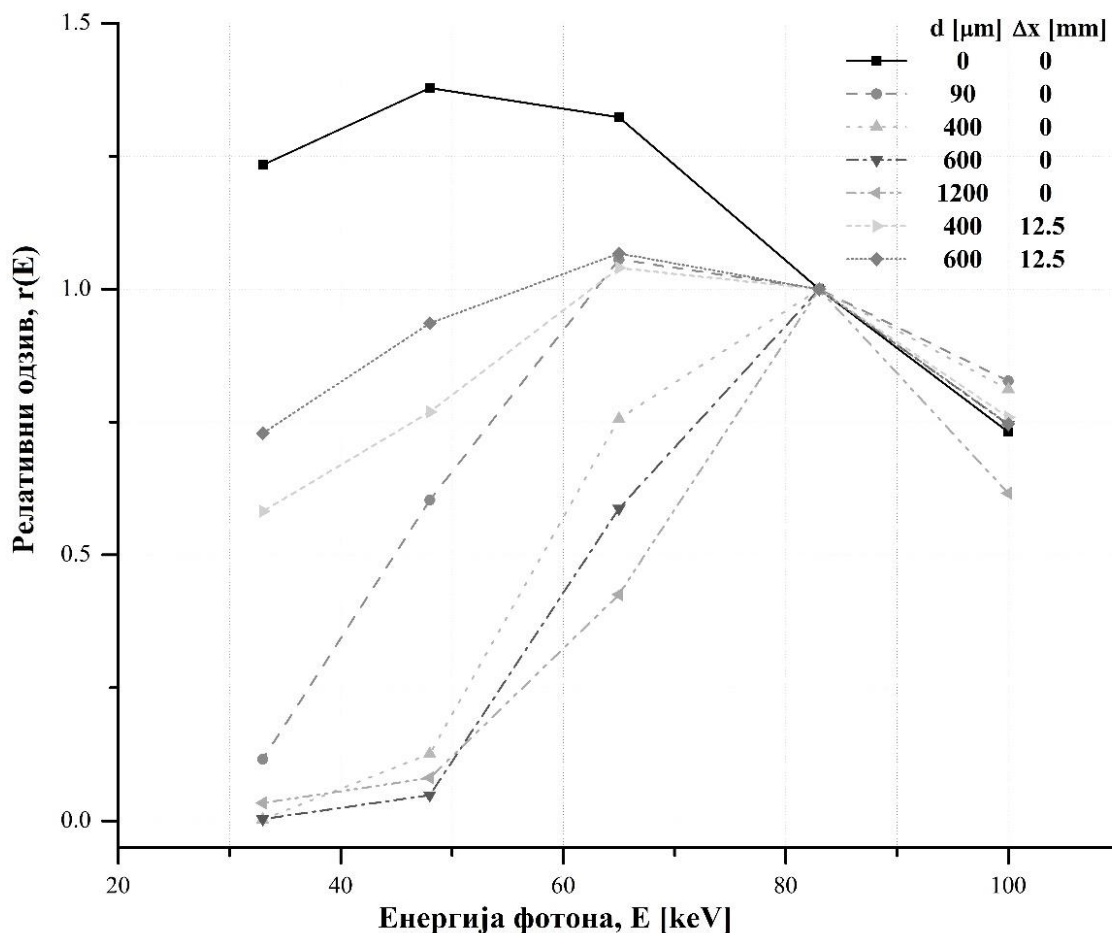
Слика 9.6. Енергетска зависност релативног одзива у опсегу енергија од 33 keV до 1,25 MeV за дебљину компензационог материјала од 600  $\mu\text{m}$ , при ширинама ваздушног процепа од 8,5 mm до 14,5 mm [28].

Оптимална зависност релативног одзива од енергије фотона за цео опсег енергија се постиже за ширине ваздушног процепа од 10,5 mm до 12,5 mm при дебљини компензационог материјала од 400  $\mu\text{m}$ . Применом компензационог материјала дебљине 600  $\mu\text{m}$ , ширине ваздушног процепа од 10,5 mm до 14,5 mm, резултирају задовољавајућим вредностима релативног енергетског одзива у читавом опсегу енергија, уз урачунавање мерне несигурности референтних вредности [28]. Енергетске зависности релативног одзива Г-М цеви са компензационим материјалима дебљине 400  $\mu\text{m}$  и 600  $\mu\text{m}$  различитих ширина ваздушног процепа су приказане на сликама 9.5 и 9.6, респективно. Ради поређења, на сликама су приказане и зависности релативног одзива у случају некомпензоване цеви, као и компензоване цеви поменуте дебљине компензационог материјала, у случају целокупног прекривања активне запремине компензационим материјалом.

### 9.3.2. Испитивање енергетске зависности одзива RPI на бази компензоване Г-М цеви у медицинском опсегу

Примена амбијенталног дозиметра на бази Г-М цеви у медицини се може испитати карактеризацијом у нискоенергетском минималном опсегу вредности утицајне величине - енергије X-фотона. Релативни одзив дозиметра се у случају медицинског опсега нормализује на вредност апсолутног одзива одређену за квалитет зрачења N-100.

Према критеријумима испитивања стандарда ИЕС 60846-1, некомпензована цев има прихватљиве вредности релативног одзива, које се налазе у интервалу између -29% и +67%, релативно у односу на N-100. Компензовањем цеви прекривањем целокупне активне запремине компензационим материјалом вредности апсолутних одзива значајно опадају, услед увећане вероватноће апсорпције фотона пре уласка у активну запремину. Применом компензационог материјала са ваздушним процепом релативни одзив се налази у опсегу вредности стандарда ИЕС 60846-1, при чему не постоји значајно унапређење овог дозиметријског својства у поређењу са некомпензованом цеви [28]. На слици 9.7 је приказана енергетска зависност одзива некомпензоване и компензоване Г-М цеви при испитивању у медицинском опсегу вредности утицајне величине енергије фотона.

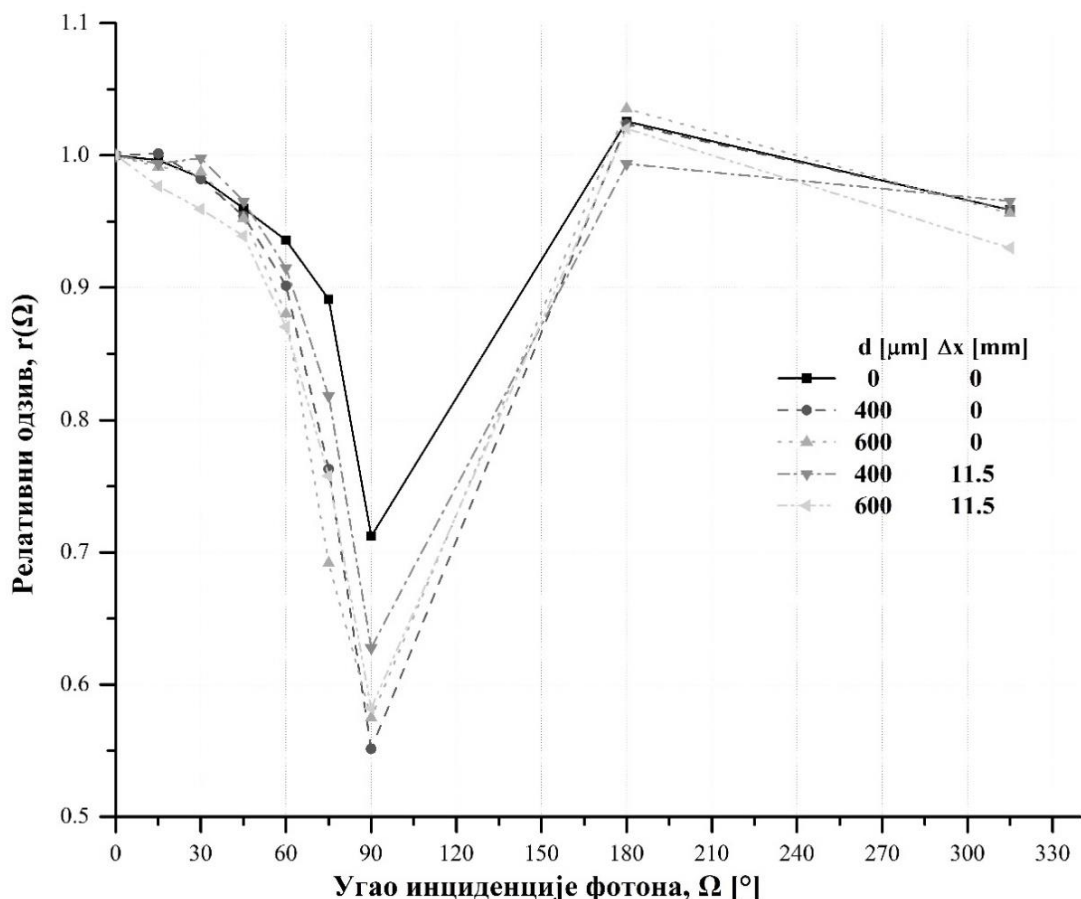


Слика 9.7. Зависност релативног одзива RPI на бази Г-М цеви од енергије фотона у оквиру медицинског опсега вредности утицајне величине, нормиран на вредност апсолутног одзива одређену за квалитет зрачења N-100 [28].

### 9.3.3. Испитивање угаоне зависности одзива RPI на бази компензоване Г-М цеви

Угаона зависност релативног одзива је испитана за референтни квалитет зрачења (S-Cs) без дејства утицајне величине енергије фотона, као и за квалитете X-зрачења уског енергетског спектра N-40 (средње енергије 33 keV) и N-100 (средње енергије 83 keV), где је испитано заједничко дејство утицајних величина енергије фотона и угла инциденције на релативни одзив.

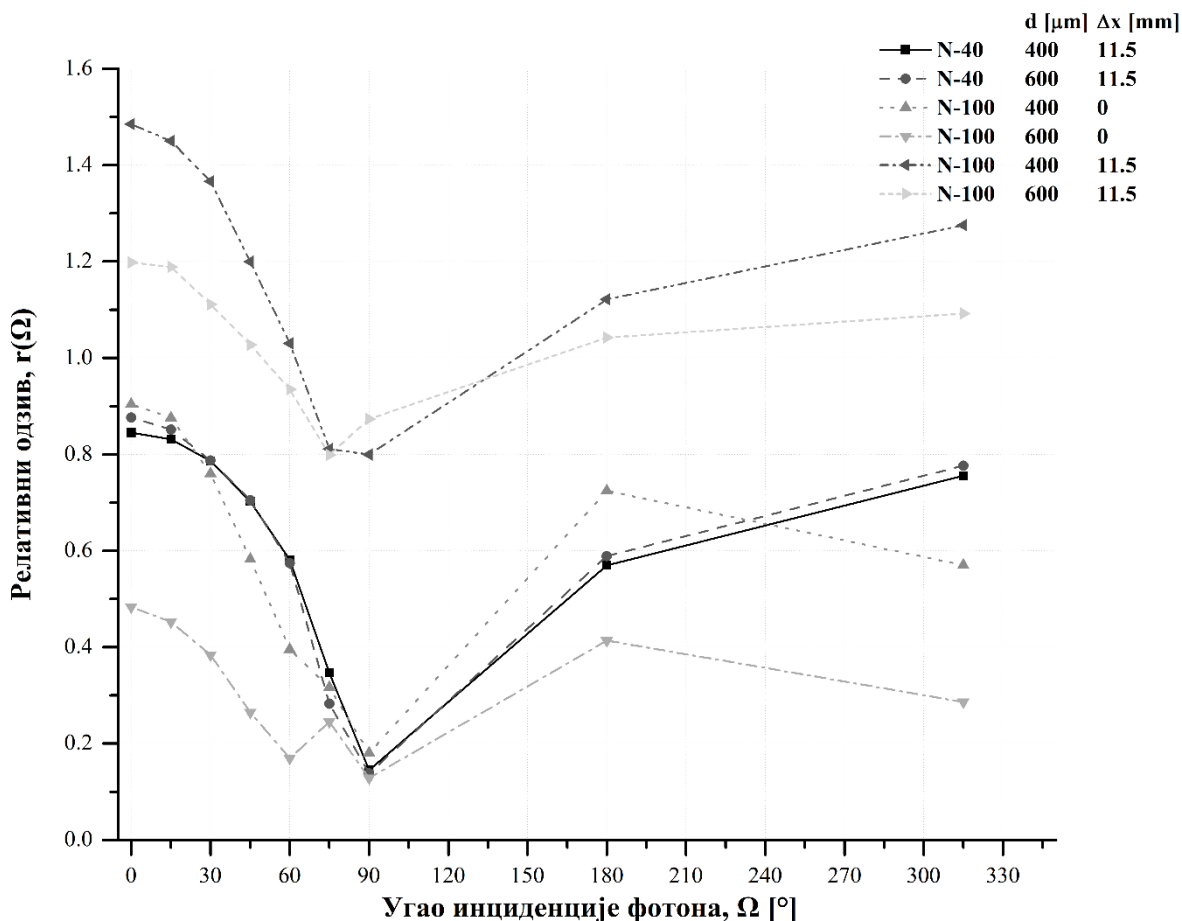
Угаона зависност одзива за квалитет зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$  некомпензоване Г-М цеви испуњава критеријум стандарда ИЕС 60846-1 за све испитане вредности угла инциденције. Услед неопходности енергетске компензације Г-М цеви, амбијентални дозиметар испуњава захтеве стандарда у оквиру минималног опсега вредности утицајне величине угла инциденције, до вредности од  $75^\circ$  (при чему је минималан опсег од  $0^\circ$  до  $45^\circ$ ). Компензација претходно симетричне цилиндричне Г-М цеви ствара препреку фотонима који наилазе из различитих праваца, доводећи до пада у вредности релативног угаоног одзива у поређењу са некомпензованом цеви, при чему не постоји значајна разлика у вредностима Г-М цеви потпуно прекривене компензационим материјалом, и при постојању ваздушног процепа [28]. На слици 9.8 је приказана угаона зависност релативног одзива некомпензоване и компензоване цеви за квалитет зрачења S-Cs.



Слика 9.8. Зависност релативног одзива  $RPI$  од угла инциденције примарног снопа фотона радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ , нормиран на апсолутну вредност одзива при углу инциденције од  $0^\circ$ . Компензацијом Г-М цеви долази до пада у вредности релативног одзива [28].

Заједнички ефекти енергетске и угаоне зависности релативног одзива су одређене за некомпензовану цев и цев компензовану прекривањем активне запремине компензационим материјалом са и без ваздушног процепа, при чему угаона зависност за квалитет зрачења N-40 при потпуном прекривању активне запремине компензационим материјалом није измерена, услед већ веома ниске вредности апсолутног одзива. При потпуном прекривању активне запремине цеви компензационим материјалом, критеријум стандарда за минимални опсег углова инциденције није испуњен ни за квалитет зрачења N-100.

Испитивањем угаоне зависности Г-М цеви компензованих са ваздушним процепом ширине  $\Delta x = 11,5$  cm је закључено да су захтеви стандарда испуњени за квалитет зрачења N-40 у опсегу вредности угла инциденције до  $45^\circ$ , док су вредности релативног одзива у оквиру критеријума стандарда за све углове инциденције за квалитет зрачења N-100 [28]. На слици 9.9 је приказана зависност релативног одзива амбијенталног дозиметра на бази Г-М цеви од енергије фотона (за квалитете зрачења N-40 и N-100) и од угла инциденције.

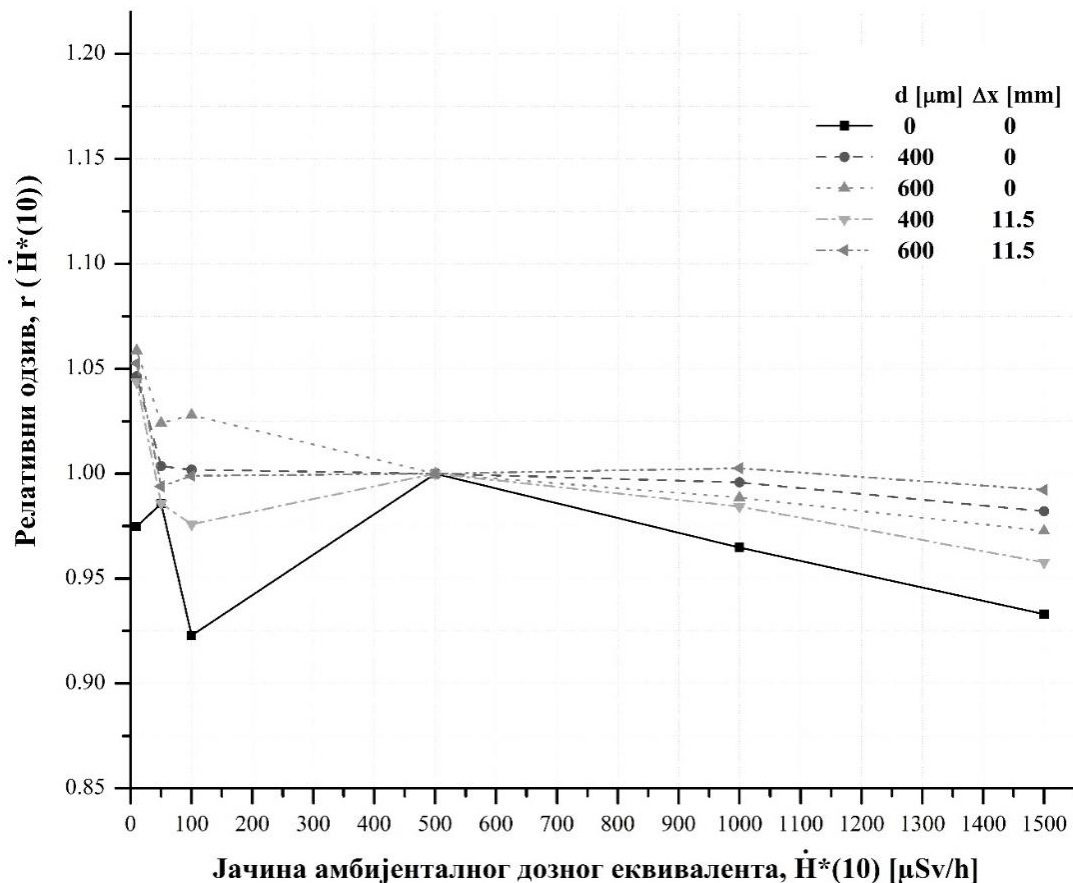


Слика 9.9. Зависност релативног одзива RPI од енергије фотона и угла инциденције примарног снопа, нормиран на референтне вредности утицајних величина за квалитет зрачења радионуклида  $^{137}\text{Cs}$ , и угао инциденције  $0^\circ$  [28].

#### 9.3.4. Испитивање линеарности одзива RPI

Уз примену корекције измерених вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента на ефекат мртвог времена, амбијентални дозиметар испуњава критеријуме стандарда ИЕС 60846-1 за све форме компензације Г-М цеви, као и за некомпензовану цев. Зависност релативног одзива од јачине амбијенталног дозног еквивалента се налази између  $-15\%$  и  $+22\%$ , уз приметно мање вредности девијације од референтне вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента за компензоване Г-М цеви у поређењу са некомпензованом цеву [28]. На слици 9.10 је приказана зависност релативног одзива од јачине амбијенталног дозног еквивалента за некомпензовану и компензовану Г-М цев са и без ваздушног процепа.





Слика 9.10. Зависност одзива RPI на бази некомпензоване и компензоване Г-М цеви (са и без ваздушног процепа) од јачине амбијенталног дозног еквивалента. Референтна вредност јачине амбијенталног дозног еквивалента је 500  $\mu\text{Sv/h}$  [28].

## 9.4. Закључак

На основу приказаних резултата испитивања амбијенталног дозиметра на бази Г-М цеви према критеријумима прихватљивости међународног стандарда IEC 60846-1 је могуће закључити да се након адекватне компензације, поменути RPI поуздано може користити у мултидирекционим полиенергетским пољима фотона у индустријском и медицинском опсегу утицајних величина. Услед неодговарајуће енергетске компензације, Г-М цев поприма лошије дозиметријске карактеристике, што се у највећој мери одражава на енергетску зависност одзива дозиметра. Иако некомпензована Г-М цев типа SBM-20 не испуњава захтеве стандарда у целокупном индустријском минималном опсегу утицајне величине енергије фотона, може се користити у познатом пољу зрачења уз одговарајућу калибрацију као дозиметар.

Енергетском компензацијом се својства Г-М цеви значајно мењају. Прекривањем целокупне ширине активне запремине компензационим материјалом се вредност апсолутног одзива знатно смањује, при чему енергетска зависност и угаона зависност релативног одзива дозиметра не задовољавају критеријуме IEC 60846-1 стандарда у индустријском и медицинском опсегу ни за једну дебљину компензационог материјала.

Увођењем ваздушног процепа у компензациони материјал је постигнут видљив напредак евидентан у вредностима дозиметријских својстава. Варирањем дебљине компензационог материјала и ширине ваздушног процепа су одређене вредности ових параметара за које су вредности дозиметријских својстава у оквиру критеријума стандарда. Дебљине слоја олова од 400  $\mu\text{m}$  и 600  $\mu\text{m}$  са ваздушним процепом од 11,5 mm задовољавају услове стандарда за све испитане вредности енергије фотона при углу од  $0^\circ$ , као и за све углове инциденције код квалитета зрачења за које је испитана угаона зависност одзива. За испитани тип Г-М цеви, поменуте комбинације параметара ( $d$ ,  $\Delta x$ ) представљају оптималне вредности за енергетску компензацију цеви, уз задовољавајуће дозиметријске карактеристике.

Амбијентални монитор зрачења на бази Г-М цеви је развијен и испитиван према критеријумима међународног стандарда, што оправдава могућност његове примене приликом различитих примена јонизујућег зрачења, као и мрежа ране најаве за амбијентални мониторинг у области заштите од зрачења. Испитивање дозиметара може бити основа за даље истраживање, укључујући примену другачијих компензационих материјала и енергетску компензацију детектора различитих геометрија. Примена бољих конструкционих материјала и гасова испуне Г-М цеви би захтевала претходно истраживање и верификацију Монте-Карло симулацијама. Кућиште детектора би требало узети у обзир приликом даљег испитивања, будући да може значајно утицати на енергетску и угаону зависност дозиметра, посебно за нискоенергетске квалитете. Побољшање поузданости примене дозиметра би подразумевало испитивање карактеристика у нестандартним пољима јонизујућег зрачења под лабораторијским и реалним условима (попут излагања детектора пољима зрачења која садрже више врста честица јонизујућег зрачења - мешовита поља, као и излагања детектора импулсним пољима X-зрачења), а имало би значајан допринос ефикасности мониторинга јонизујућег зрачења, што представља један од основних циљева области заштите од зрачења.

## 10. АМБИЈЕНТАЛНИ МОНИТОРИНГ ЖИВОТНЕ СРЕДИНЕ СПЕКТРО-ДОЗИМЕТРОМ

Потреба за поузданим и промтним метролошким подацима у области мониторинга јонизујућег зрачења је поспешила развој мрежа ране најаве које се углавном састоје од амбијенталних дозиметара на бази Г-М цеви за аутоматску аквизицију дозиметријских података, често недовољно поузданих дозиметријских карактеристика [6]. Мрежа амбијенталних дозиметара развијена на територији држава Европе се састоји од око 5000 дозиметара који врше периодичну аквизицију вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента у оквиру једночасовних интервала. Вредности дозиметријских података се могу читати на европској платформи за размену података о мониторингу јонизујућег зрачења (енг. *European Radiological Data Exchange Platform, EURDEP*) којом управља удружени истраживачки центар европске комисије (енг. *European Commission Joint Research Centre, EC JRC*) који се налази у Испри, Италија [67].

Мониторинг географских подручја контаминираних изворима јонизујућег зрачења није могућ регуларном применом RPI, већ је неопходно извршити даљински мониторинг јонизујућег зрачења, за шта су погодни аутоматски системи за амбијентални мониторинг. Ваздушни аутоматски системи за мониторинг зрачења се састоје од аутоматизованих беспилотних летилица (дронов) на које је уграђен компактан детектор јонизујућег зрачења. Употреба детектора зрачења са већим бројем функционалности би допринела додатном побољшању квалитета даљинског амбијенталног мониторинга. Испитивани детектор зрачења представља полупроводнички детектор зрачења на бази CdZnTe, активне запремине  $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$  (модел GR1-A+, Kromek) [68]. Основна намена поменутог детектора зрачења јесте у области спектрометрије поља фотонског јонизујућег зрачења у широком енергетском опсегу (до 3 MeV). У овом делу докторске дисертације је извршено одређивање конверзионих коефицијената CdZnTe спектрометра из спектра висина импулса фотона у јачину амбијенталног дозног еквивалента.

Пре одређивања конверзионих коефицијената и процени јачине амбијенталног дозног еквивалента помоћу спектрометра, неопходно је извршити енергетску калибрацију спектрометра. Енергетска калибрација спектрометра подразумева додељивање вредности енергије фотона различитим каналима спектрометра. Резултат енергетске калибрације јесте калибрациона крива спектрометра. Енергетска калибрација спектрометра је извршена излагањем детектора референтним пољима гама зрачења радионуклида  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Референтне вредности енергија гама фотона радионуклида су преузете из Decay Data Evaluation Project (DDEP) [27].

### 10.1. Мерење јачине амбијенталног дозног еквивалента без деконволуције спектра висине импулса

Карактеризација CdZnTe спектрометра у сврху његове примене за амбијентални мониторинг и мерење оперативне дозиметријске величине, јачине амбијенталног дозног еквивалента, подразумева одређивање конверзионих коефицијената из спектра висина импулса у вредност оперативне дозиметријске величине. За одређивање конверзионих коефицијената је коришћена метода конверзије целокупног спектра висине импулса без деконволуције спектра [69].

Према овој методи, вредност оперативне дозиметријске величине је одређена производом енергетски зависних конверзионих коефицијената и спектра висина импулса. Спектар висина импулса на месту детектора зрачења се може представити следећом релацијом:

$$\vec{N} = \mathcal{M} * \vec{G} \quad (10.1)$$

где  $\mathcal{M}$  представља матрицу одзива детектора зрачења, а  $\vec{G}$  спектар флуенса емитованих фотона на месту извора зрачења. Уколико би се јачина амбијенталног дозног еквивалента одређивала на позицији извора зрачења, неопходно је на спектар флуенса емитованих фотона применити вектор који садржи конверзионе коефицијенте, односно:

$$\dot{H}^*(10) = \vec{C}_H * \vec{G} = \vec{C}_H * (\mathcal{M}^{-1} * \vec{N}) \quad (10.2)$$

где  $\vec{C}_H$  представља вектор конверзионих коефицијената из спектра висине импулса у амбијентални дозни еквивалент. Слично, одређивање јачине амбијенталног дозног еквивалента на позицији детектора зрачења је могуће извршити релацијом:

$$\dot{H}^*(10) = \vec{V} * \vec{N} \quad (10.3)$$

где, захваљујући особини асоцијативности скаларног производа вектора, односно  $\vec{C}_H * (\mathcal{M}^{-1} * \vec{N}) = (\vec{C}_H * \mathcal{M}^{-1}) * \vec{N}$ , вектор  $\vec{V}$  представља производ вектора конверзионих коефицијената на месту извора зрачења и инхерентне матрице одзива спектрометра, односно  $\vec{V}$  је вектор конверзионих коефицијената на месту детектора зрачења [69].

Методом конверзије без деконволуције спектра је скаларни производ из релације 10.3 могуће представити на следећи начин:

$$\dot{H}^*(10) = \sum_i w_i E_i \cdot n_i = w_1 E_1 n_1 + w_2 E_2 n_2 + \dots + w_z E_z n_z, \quad i = \overline{1, z} \quad (10.4)$$

где је иницијални спектар висина импулса подељен на већи број енергетских области, на тај начин да се у свакој од области налази по један радионуклид који има значајну вероватноћу емисије и фотоелектричне апсорпције гама фотона у детектору, односно да сваки енергетски регион садржи значајан пик фотоелектричне апсорпције у поређењу са интензитетом Комптоновог расејања фотона. У релацији 10.4 ознака  $w_i$  представља конверзиони коефицијент  $i$ -те енергетске области (енг. *energy bin*),  $E_i$  представља средњу енергију  $i$ -те области, а  $n_i$  представља интензитет (број импулса)  $i$ -те области спектра [41] [42].

## 10.2. Одређивање конверзионих коефицијената из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента

Спектрометар на бази CdZnTe је током карактеризације озрачиван у референтним пољима гама зрачења различитих радионуклида, при чему је растојање детектора од извора зрачења 2 m. Ради минимизације утицаја позадинског зрачења на аквизицију спектра и процену вредности конверзионих коефицијената, мерења су обављана у подземној лабораторији (енг. *Underground Dosimetry Laboratory, UDO II*) која се налази на дубини од 430 m у руднику чисте соли, где је ниво укупног позадинског зрачења, изражен у виду јачине амбијенталног дозног еквивалента  $\sim 1$  nSv/h [6]. Будући да је намена CdZnTe амбијентални мониторинг, у највећој мери ће се уређај користити за мерење спектра зрачења и јачине амбијенталног дозног еквивалента позадинског зрачења, уколико не постоји контаминација животне средине вештачким радионуклидима и другим изворима зрачења. Значајан допринос укупном нивоу позадинског зрачења представља терестријално позадинско зрачење, услед присуства  $^{226}\text{Ra}$  и његових потомака, међу осталим радионуклидима.

Дакле, поред излагања спектрометра пољима зрачења различитих радионуклида за одређивање вредности конверзионих коефицијената, спектрометар је постављен и у поље зрачења радионуклида  $^{226}\text{Ra}$ , ради провере тачности процењене вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента. Након одређивања вредности конверзионих коефицијената, прорачуната вредност амбијенталног дозног еквивалента на основу снимљеног спектра  $^{226}\text{Ra}$  је упоређивана са референтном вредношћу јачине амбијенталног дозног еквивалента радионуклида  $^{226}\text{Ra}$ , одређене еталонираном јонизационом комором под притиском (Reuter Stokes јонизациона комора). Референтна вредност јачине амбијенталног дозног еквивалента радионуклида  $^{226}\text{Ra}$  у UDO II на растојању од 2 m од извора зрачења је 282,6 nSv/h.

### 10.2.1. Дискретне вредности конверзионих коефицијената

У складу са релацијом 10.4, спектар висина импулса спектрометра је првобитно подељен на три енергетске области, тако што је детектор постављен у поља зрачења радионуклида  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ . Вредности конверзионих коефицијената су одређене релацијом:

$$w_i = \begin{cases} \frac{\dot{H}^*(10)_{i,ref}}{E_i n_{ii}}, & i = 1 \\ \frac{\dot{H}^*(10)_{i,ref} - \sum_{j=1}^{i-1} w_j E_j n_{ij}}{E_i n_{ii}}, & i > 1 \end{cases} \quad (10.5)$$

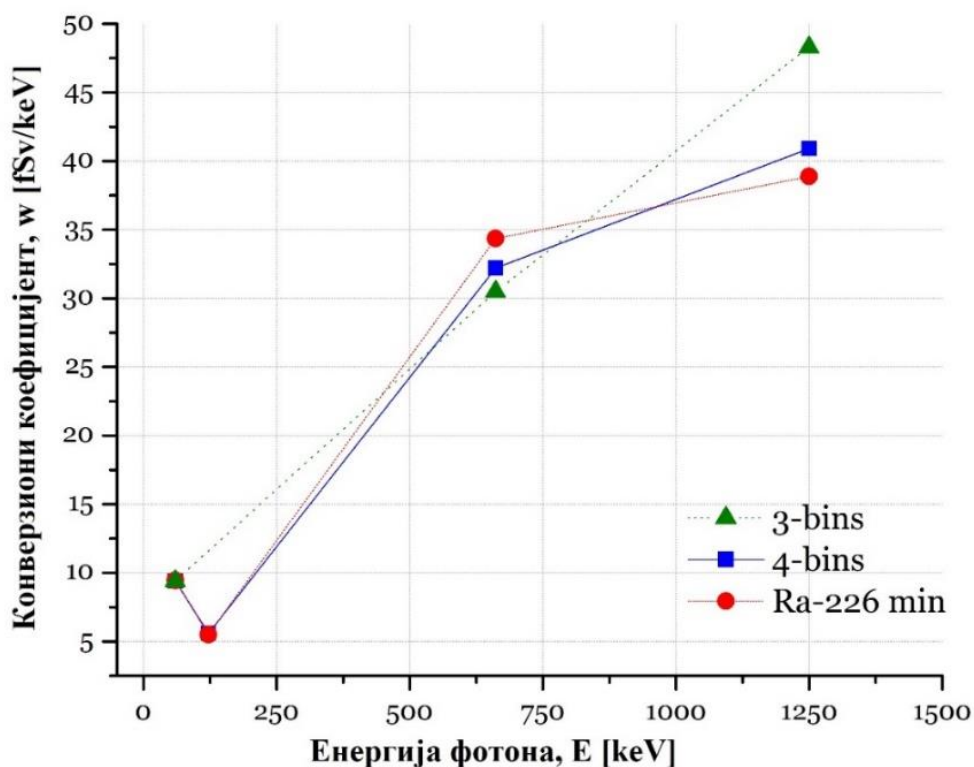
где  $w_i$  представља вредност конверзионог коефицијента  $i$ -тог региона,  $\dot{H}^*(10)_{i,ref}$  вредност референтне вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента  $i$ -тог региона (односно  $i$ -тог радионуклида са израженим пиком фотоелектричне апсорпције у спектру висина импулса). Производ  $E_i n_{ii}$  представља енергију и интензитет импулса  $i$ -тог региона, а сума  $\sum_{j=1}^{i-1} w_j E_j n_{ij}$  представља јачину амбијенталног дозног еквивалента који је последица дејства  $i$ -тог региона на регионе нижих енергија за које су коефицијенти конверзије  $w_j$  претходно одређени, а може се тумачити расејањем или непотпуном апсорпцијом фотона виших енергија, при чему се они могу детектовати као фотони нижих енергија у одговарајућим регионима. Девијација вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента процењене на овај начин од референтне вредности је +23%.

Будући да је процењена вредност оперативне дозиметријске величине превисока, извршена је подела спектра висине импулса на четири енергетске области, додатним озрачивањем детектора у пољу зрачења радионуклида  $^{57}\text{Co}$ , ради боље карактеризације детектора за поља зрачења фотона нижих енергија, као последице интеракција нискоенергетских фотона са активном запремином детектора. Девијација процењене вредности од референтне вредности за четири енергетске области је +13%.

Познавајући енергије радионуклида коришћених за калибрацију, извршена је варијација ширина енергетских области радионуклида  $^{57}\text{Co}$  (енергије 122 keV) и  $^{137}\text{Cs}$  (енергије 662 keV), уз итеративно одређивање вредности конверзионих коефицијената  $w_i$ . Варијација ширина енергетских области је извршена под условом минимизације разлике процењене и референтне вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента поља радионуклида  $^{226}\text{Ra}$ . Девијација овако процењене вредности за четири енергетске области уз минимизацију девијације јачине амбијенталног дозног еквивалента  $^{226}\text{Ra}$  је +2%. Вредности конверзионих коефицијената из спектра висине импулса спектрометра у јачину амбијенталног дозног еквивалента су приказане у табели 10.1, у зависности од броја издвојених енергетских области спектра. На слици 10.1 је графички приказана зависност конверзионих коефицијената од енергије фотона.

Табела 10.1. Вредности конверзионних коефицијената из спектра висине импулса спектрометра у јачину амбијенталног дозног еквивалента, за различит број енергетских региона, и за оптимизацију девијације јачине дозе радионуклида  $^{226}\text{Ra}$ .

Извор зрачења	$E$ [keV]	$w_i$ [fSv/keV]		
		Три региона	Четири региона	Ra-226 оптимизација
$^{241}\text{Am}$	59.54	9.4	9.4	9.44
$^{57}\text{Co}$	122.06	/	5.6	5.51
$^{137}\text{Cs}$	661.65	30.5	32.2	34.35
$^{60}\text{Co}$	1173.23	48.3	40.9	38.88
	1332.49			



Слика 10.1. Графички приказ зависности конверзионних коефицијената из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента за три енергетска региона (3-bin), четири енергетска региона (4-bin) и за оптимизацију девијације јачине амбијенталног дозног еквивалента Ra-226 од референтне вредности (Ra-226 min).

### 10.2.2. Конверзиона функција

Следећи корак у карактеризацији спектро-дозиметра на бази CdZnTe представља извођење континуалне конверзионе функције из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента. Конверзиона функција је одређена фитовањем експерименталних података дискретних вредности конверзионних коефицијената  $w_i$  на модел функцију. Према вредностима коефицијената одређених за четири енергетска региона се може закључити да модел функција најпре мора бити монотонно опадајућа у области нискоенергетских фотона (региони  $^{241}\text{Am}$  и  $^{57}\text{Co}$  радионуклида), затим монотонно растућа у области фотона виших енергија (региони  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$  радионуклида), и коначно, услед опадања ефикасности детекције фотона високих енергија (изнад енергије радионуклида  $^{60}\text{Co}$ ) модел функција мора имати сатурационо понашање [42].

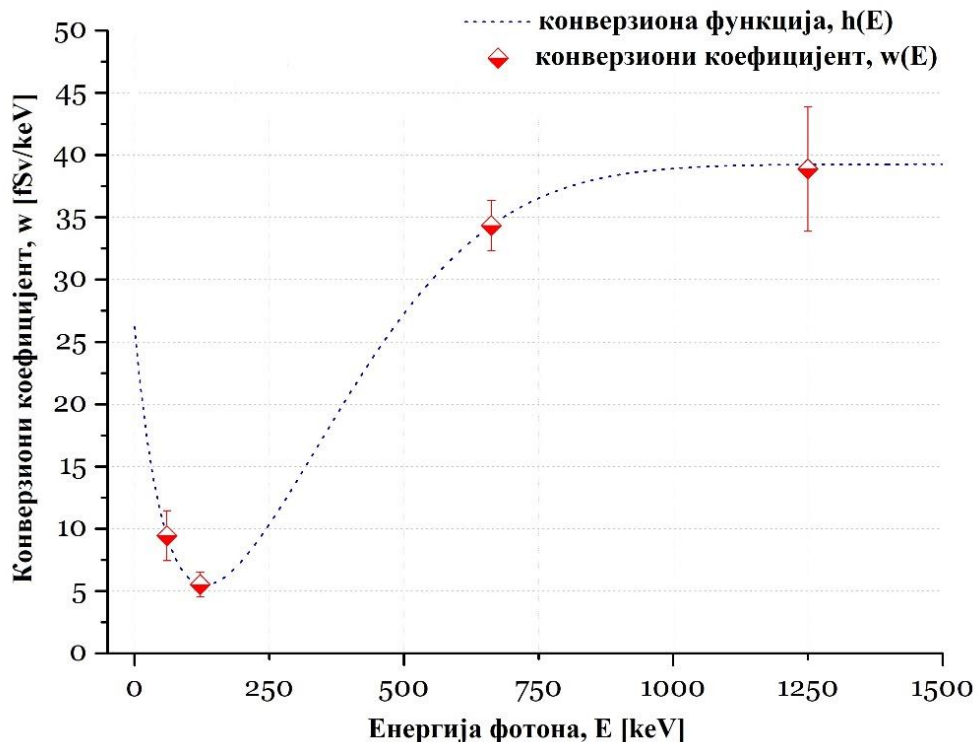
Дакле, конверзиона функција се може састојати из збира две експоненцијалне функције са zasiћењем, односно:

$$f(E) = a \cdot e^{-b \cdot E} \quad (10.6)$$

$$g(E) = c \cdot (1 - e^{-d \cdot E^2}) \quad (10.7)$$

$$h(E) = f(E) + g(E) \quad (10.8)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  представљају параметре модел функције, а  $E$  представља енергију фотона. Будући да су за четири енергетска региона одређене четири дискретне вредности конверзионих коефицијената, као и да модел функција има четири параметра, неопходно је увести нову теоријски предпостављену вредност ради стабилизације апроксимационе методе. Девијација процењене вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента за поље радионуклида  $^{226}\text{Ra}$  од референтне вредности износи  $-14\%$ , при прорачуну конверзионом функцијом. На слици 10.2 је приказана зависност конверзионе функције из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента.



Слика 10.2. Зависност континуалне конверзионе функције из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента, одређене на основу дискретних вредности конверзионих коефицијената за четири енергетске области са оптимизацијом девијације од референтне јачине дозе  $^{226}\text{Ra}$ .

### 10.3. Закључак

Карактеризација спектрометра на бази CdZnTe полупроводничког материјала је извршена ради његове примене за амбијентални мониторинг високе прецизности у оквиру аутоматских система за мониторинг помоћу беспилотних летилица. Дискретне вредности конверзионих коефицијената и континуална конверзиона функција су изведени ради конверзије из спектра висине импулса у јачину амбијенталног дозног еквивалента, чинећи овај детектор зрачења спектро-дозиметријским системом. Поузданост вредности конверзионих коефицијената и конверзионе функције су проверене упоређивањем процењених вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента са референтном вредношћу измереном помоћу референтне Reuter Stokes јонизационе коморе под притиском у пољу зрачења радионуклида  $^{226}\text{Ra}$ . Након извршене оптимизације ширине енергетских области, постигнута девијација процењене вредности од референтне вредности јачине амбијенталног дозног еквивалента је +2% за дискретну методу, односно -14% за континуалну функцију. Модел функција би могла бити унапређена коришћењем додатних извора фотонског зрачења, попут радионуклида који имају довољно велику вероватноћу емисије фотона у интервалу енергија између радионуклида  $^{57}\text{Co}$  и  $^{137}\text{Cs}$  и у опсегу високих енергија изнад  $^{60}\text{Co}$ . Нова мерења би могла бити експериментална уз додатне изворе зрачења на располагању, или коришћењем Монте-Карло симулација додатних поља зрачења, уз симулацију и постојећих поља зрачења ради верификације модела. Употреба поља зрачења X-фотона је такође могућа, при чему је неопходно водити рачуна о доприносу позадинског зрачења, расејаног зрачења, итд. будући да спектар X-фотона нема наглашену дискретну компоненту као спектар зрачења радионуклида, чак и применом квалитета зрачења N-серије уског енергетског спектра.



## 11. ЗАКЉУЧАК

Испитивањем активних електронских дозиметара у пољима зрачења различитих радиометријских параметара, односно вредности утицајних величина (енергије фотона, утла инциденције фотона и јачине дозе) је на веродостојан начин испитано понашање ових уређаја у реалним полиенергетским мултидирекционим пољима зрачења. У лабораторијским условима су дозиметри излагани пољима X-зрачења уског енергетског спектра (N-серије), као и пољима гама зрачења радиоизотопа  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$  који имају изражену емисију искључиво гама фотона, при различитим угловима инциденције. Дозиметријска својства електронских личних дозиметара (EPD) и уређаја за амбијентални мониторинг (RPI) су квантификована у виду апсолутног одзива, и релативног одзива дозиметара. Вредности одзива при ефектима утицајних величина су упоређиване са границама дефинисаним у оквиру одговарајућих међународних стандарда за испитивање EPD (IEC 61526) и RPI (IEC 60846-1), респективно, при чему је размотрена могућност примене ових дозиметара у оквиру критеријума прихватљивости (минималног опсега вредности утицајних величина) као и у ширем опсегу вредности утицајних величина. Велики број различитих типова испитаних електронских личних дозиметара испуњава критеријум прихватљивости, што их чини поузданим за примену у реалним пољима зрачења. Постоје дозиметри чије би мерне опсеге наведене у спецификацијама произвођача било неопходно кориговати у сврху хармонизације са критеријумима стандарда. Приликом развоја и испитивања типа амбијенталног дозиметра на бази некомпензоване и компензоване цилиндричне Гајгер-Милерове цеви (прекривањем целокупне активне запремине гасног детектора, и увођењем ваздушног процепа у компензациони материјал) је постигнута оптимална енергетска компензација детектора, тако да је могуће користити детектор у оквиру широког опсега вредности утицајних величина енергије и угла инциденције фотона, у складу са критеријумима прихватљивости одговарајућег стандарда. Примена адекватно компензованих детектора зрачења који су приступачни широкој популацији би значајно побољшала ефикасност амбијенталног мониторинга, поспешујући развој мрежа ране најаве за амбијентални мониторинг. Поред мрежа дозиметара, мониторинг животне средине је у посебним пост-акциденталним ситуацијама неопходно вршити даљински, што узрокује потребу за развојем ваздушних система за амбијентални мониторинг, и развоју детектора зрачења који би поред информације о јачини амбијенталног дозног еквивалента могли вршити аквизицију и обраду спектра јонизујућег зрачења, дефинишући групу уређаја под називом спектро-дозиметри. Будући да је мониторинг животне средине у оквиру мрежа ране најаве у развоју, постоји већи број међународних стандарда који се тичу дозиметара за мониторинг животне средине, и амбијенталних дозиметара, који се користе за мерење исте оперативне дозиметријске величине, јачине амбијенталног дозног еквивалента. Дакле поред неопходне хармонизације спецификованих својстава дозиметара различитих произвођача са критеријумима међународних стандарда, неопходно је и усаглашавање критеријума различитих стандарда који се тичу исте групе дозиметара, у складу са метролошком следљивошћу оперативних дозиметријских величина.

# ЛИТЕРАТУРА

---

- [1] International Commission on Radiation Units and Measurements, (ICRU), „ICRU Report 51: Quantities and Units in Radiation Protection Dosimetry,“ ICRU, Sevres, 1993.
- [2] C. Texier, C. Itie, H. Serviere, V. Gressier i T. Bolognese-Milsztajn, „Study of the photon radiation performance of Electronic personal dosimeters,“ *Radiation Protection Dosimetry*, t. 96, br. 1-3, pp. 245-249, 2001.
- [3] A. Boziari i C. J. Hourdakias, „Calibration, Performance and Type testing of personal dosimeters used in ionising-radiation applications in Greece,“ *Radiation Protection Dosimetry*, t. 125, br. 1-4, pp. 79-83, 2007.
- [4] O. Ciraj-Bjelac, E. Carinou i F. Vanhavere, „Use of active personal dosimeters in hospitals: EURADOS survey,“ *Journal of Radiological Protection*, t. 38, br. 2, 2018.
- [5] H. Dombrowski, M. Behler, M. De Cort, R. Dabrowski, S. Neumaier i U. Stohlker, „Recommendations to harmonize European early warning dosimetry network systems,“ *Journal of Instrumentation*, 2017.
- [6] S. Neumaier i S. Dombrowski, „Eurados Intercomparisons and the harmonization of environmental radiation monitoring,“ *Radiation Protection Dosimetry*, t. 160, br. 4, pp. 297-305, 2014.
- [7] F. G. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 4th Edition ur., New Jersey: John Wiley & Sons Inc., 2010.
- [8] International Electrotechnic Commission, IEC, „Radiation Protection Instrumentation - Measurement of personal dose equivalents Hp(10) and Hp(0,07) for X, gamma, neutron and beta radiations - Direct reading personal dose equivalent meters; IEC 61526,“ 2010.
- [9] International Electrotechnic Commission, IEC, „Radiation protection instrumentation - Ambient and/or directional dose equivalent (rate) meters and/or monitors for beta, X and gamma radiation - Part 1: Portable workplace and environmental meters and monitors; IEC 60846-1,“ 2010.
- [10] H. Cember i T. E. Johnson, *Introduction to Health Physics*, 4th Edition ur., McGraw-Hill Companies, Inc., 2009.
- [11] United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, „Sources and Effects of Ionizing Radiation,“ United Nations, New York, 2010.
- [12] M. C. Thorne, „Background radiation: natural and man-made,“ *Journal of Radiological Protection*, br. 23, pp. 29-42, 2003.

- [13] P. Suetens, *Fundamentals of Medical Imaging*, 2nd Edition ur., New York: Cambridge University Press, 2009.
- [14] P. Mayles, A. Nahum i J.-C. Rosenwald, *Urednici, Handbook of Radiotherapy Physics*, New York: Taylor & Francis Group, 2007.
- [15] W. R. Hendee i R. E. Ritenour, *Medical Imaging Physics*, 4th Edition ur., New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002.
- [16] International Organization for Standardization (ISO), *X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as a function of photon energy - Part 1. ISO 4037-1*, Geneva: ISO, 2019.
- [17] U. Ankerhold, *Catalogue of X-ray spectra and their characteristic data: ISO and DIN radiation qualities, therapy and diagnostic radiation qualities, unfiltered X-ray spectra*, Braunschweig: Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), 2000.
- [18] N. Kržanović, F. H. Apostolakopoulos, M. Živanović, M. Vujisić, K. Stanković i Đ. Lazarević, „Establishing Standard X-ray Narrow-beam Radiation Qualities in the Secondary Standard Dosimetry Laboratory,“ u *Proceedings of 4th International Conference on Electrical, Electronics and Computing Engineering*, Kladovo, 2017.
- [19] R. Antoni i L. Bourgois, *Applied Physics of External Radiation Exposure*, Paris: Springer, 2013.
- [20] M. G. Stabin, *Radiation Protection and Dosimetry*, New York: Springer Science, 2007.
- [21] International Commission on Radiation Units and Measurements, (ICRU), *ICRU Report No.85: Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation*, Geneva: Oxford University Press, 2011.
- [22] International Atomic Energy Agency, IAEA, *Radiation Oncology Physics: A handbook for teachers and students*, Vienna: IAEA, 2005.
- [23] Агенција за заштиту од јонизујућих зрачења и нуклеарну сигурност Србије, „Правилник о границама излагања јонизујућим зрачењима и мерењима ради процене нивоа излагања јонизујућим зрачењима,“ Београд, 2011.
- [24] International Atomic Energy Agency, IAEA, „Calibration of Radiation Protection Monitoring Instruments,“ IAEA, Vienna, 2000.
- [25] International Commission on Radiological Protection, „Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation,“ ICRP, 1996.
- [26] International Organization for Standardization (ISO), *X and gamma reference radiation for calibrating dosimeters and doserate meters for determining their response as a function of photon energy - Part 3. ISO 4037-3*, Geneva: ISO, 2019.

- [27] M. M. Be, V. Chiste, C. Dulieu, M. A. Kellet, X. Mougeot, A. Arinc, V. P. Chechev, N. K. Kuzmenko, T. Kibedi, A. Luca i A. L. Nichols, Table of Radionuclides (A=41-198), t. 8, Sevres: Bureau International Des Poids Et Mesures, BIPM, 2016.
- [28] N. Kržanović, K. Stanković, M. Živanović, M. Đaletić i O. Ciraj-Bjelac, „Development and testing of a low cost radiation protection instrument based on an energy compensated Geiger-Müller tube,“ *Radiation Physics and Chemistry*, t. 164, 2019.
- [29] G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors - Device Physics, Heidelberg: Springer, 2007.
- [30] Д. Раковић, Физичке основе и карактеристике електротехничких материјала, Београд: Академска мисао, 2000.
- [31] J. Barthe, „Electronic dosimeters based on solid state detectors,“ *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, br. 184, pp. 158-189, 2001.
- [32] C. Szeles, „CdZnTe and CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation applications,“ *Physica Status Solidi (b)*, t. 3, br. 241, pp. 783-790, 2004.
- [33] International Atomic Energy Agency, IAEA, „The IAEA/WHO Network of Secondary Standard Dosimetry Laboratories,“ IAEA, Vienna, 1999.
- [34] International Atomic Energy Agency, IAEA, „DOLNET,“ [Na mreži]. Available: <https://ssdl.iaea.org/Home/AboutDOLNET>. [Poslednji pristup 12 August 2019].
- [35] International Atomic Energy Agency, IAEA, „Measurement Uncertainty - A practical guide for Secondary Standard Dosimetry Laboratories,“ IAEA, Vienna, 2008.
- [36] I. Clairand, J.-M. Bordy, E. Carinou, J. Daures, J. Debroas, M. Denoziere, L. Donadille, M. Ginjaurme, C. Itie, C. Koukorava, S. Krim, A.-L. Lebacqz, P. Martin, L. Struelens, M. Sans-Merce i F. Vanhavere, „Use of active personal dosimeters in interventional radiology and cardiology: Tests in laboratory conditions and recommendations - ORAMED project,“ *Radiation measurements*, br. 46, pp. 1252-1257, 2011.
- [37] F. H. Apostolakopoulos, N. Kržanović, K. Stanković i L. Perazić, „Response of TL and OSL passive personal dosimetry systems in poly-energetic and multi-directional photon radiation fields,“ *Applied Radiation and Isotopes*, t. 151, 2019.
- [38] N. Kržanović, M. Živanović, O. Ciraj-Bjelac, Đ. Lazarević, S. Čeklić i S. Stanković, „Performance testing of selected types of electronic personal dosimeters in X- and gamma radiation fields,“ *Health Physics*, t. 113, br. 4, pp. 252-261, 2017.
- [39] S. Čeklić, D. Arandić, M. Živanović, O. Ciraj-Bjelac i Đ. Lazarević, „Performance of Radiation Survey meters in X- and gamma-radiation fields,“ *Radiation Protection Dosimetry*, t. 162, br. 1-2, pp. 139-143, 2014.

- [40] European Association of National Metrology Institutes, EURAMET, „Publishable Summary for Metrology for Mobile Detection of Ionising Radiation Following a Nuclear or Radiological Incident, 16ENV04 Preparedness,“ 2018.
- [41] P. Kessler, B. Behnke, R. Dabrowski, H. Dombrowski, A. Röttger i S. Neumaier, „Novel spectrometers for environmental dose rate monitoring,“ *Journal of Environmental Radioactivity*, t. 187, pp. 115-121, 2018.
- [42] P. Kessler, B. Behnke, H. Dombrowski i S. Neumaier, „Characterization of detector-systems based on CdBr<sub>3</sub>, LaBr<sub>3</sub>, SrI<sub>2</sub> and CdZnTe for the use as dosimeters,“ *Radiation Physics and Chemistry*, t. 140, pp. 309-313, 2017.
- [43] Bureau Des Poids Et Mesures, BIPM, „Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement,“ Joint Committee for Guides in Metrology, JCGM, Sevres, 2008.
- [44] П. Осмокровић, К. Станковић и М. Вујисић, Мерна несигурност, Београд: Академска мисао, 2009.
- [45] М. Меркле, Вероватноћа и статистика, Београд: Академска Мисао, 2010.
- [46] M. Ginjaurme, T. Bolognese-Milsztajn, M. Luszik-Bhadra, F. Vanhavere, W. Wahl i A. Weeks, „Overview of Active personal dosimeters for individual monitoring in the European union,“ *Radiation Protection Dosimetry*, t. 125, br. 1-4, pp. 261-266, 2007.
- [47] X. Ortega, M. Ginjaurme, A. Hernandez, I. Vilanueva, I. Amor i J. Aran, „Comparison of the performance of a set of nine electronic personal dosimeters,“ u *10th International Congress of the International Radiation Protection Association - IRPA-10*, Hiroshima, 2000.
- [48] Physikalisch-Technische Werkstätten (PTW), „Ionizing radiation detectors, Including Codes of Practice,“ PTW, 2019. [Na mreži]. Available: <https://www.ptwdosimetry.com/en/>. [Poslednji pristup 5 September 2019].
- [49] S. Chirioti, M. Ginjaurme, E. Vano, R. Sanchez, J. Fernandez, M. Duch i J. Sempau, „Performance of several active personal dosimeters in interventional radiology and cardiology,“ *Radiation Measurements*, br. 46, pp. 1266-1270, 2011.
- [50] Y. Lee, Y. Won i K. Kang, „Performance test results of active personal dosimeters (APDs) used in Nuclear power plant in Korea: a comparison with thermo-luminescence dosimeters (TLDs),“ *Radiation Protection Dosimetry*, br. 174, pp. 431-437, 2017.
- [51] L. Struelens, E. Carinou, I. Clairand, L. Donadille, M. Ginjaurme, C. Koukorava, S. Krim, H. Mol, M. Sans-Merce i F. Vanhavere, „Use of active personal dosimeters in interventional radiology and cardiology: tests in hospitals - ORAMED project,“ *Radiation Measurements*, br. 46, pp. 1258-1261, 2011.

- [52] J. Cardoso, J. Santos, L. Santos, J. Alves i C. Oliveira, „Characterization of an active dosimeters according to IEC 61526:2010,“ *Radiation Protection Dosimetry*, br. 170, pp. 127-131, 2016.
- [53] U. Ankerhold, O. Hupe i P. Ambrosi, „Deficiencies of active electronic radiation protection dosimeters in pulsed fields,“ *Radiation Protection Dosimetry*, br. 135, pp. 149-153, 2009.
- [54] O. Hupe, S. Friedrich, F. Vanhavere i M. Brodecki, „Determining the dose rate dependence of different active personal doseimeters in standardized pulsed and continuous radiation fields,“ *Radiation Protection Dosimetry*, 2019.
- [55] S. Ceklic, D. Arandjic, M. Zivanovic, O. Ciraj-Bjelac i D. Lazarevic, „Performance of radiation survey meters in X- and gamma radiation fields,“ *Radiation Protection Dosimetry*, tom. %1 od %21-2, br. 162, pp. 139-143, 2014.
- [56] G. Cervone i C. Hultquist, „Calibration of Safecast dose rate measurements,“ *Journal of Environmental Radioactivity*, br. 190-191, pp. 51-65, 2018.
- [57] M. Coletti, C. Hultquist, W. Kennedy i G. Cervone, „Validating safecast data by comparisons to a U.S. Department of energy fukushima prefecture aerial survey,“ *Journal of Environmental Radioactivity*, br. 171, pp. 9-20, 2017.
- [58] T. Fujibuchi, T. Toyoda i K. Terasaki, „Measurement of basic characteristics of scintillation-type radiation survey meters with multi-pixel photon counter,“ *Applied Radiation and Isotopes*, br. 140, pp. 12-17, 2018.
- [59] A. Baeza, J. Caballero, J. Corbacho, M. Ontalba-Salamanca i J. Vasco, „Calibration of an air monitor prototype for radiation surveilliane network based on gamma spectrometry,“ *Applied Radiation and Isotopes*, br. 87, pp. 57-60, 2014.
- [60] R. Casanovas, J. Morant, M. Lopez, I. Hernandez-Giron, E. Batalla i M. Savado, „Performance of data acceptance criteria over 50 months from an automatic real-time environmental radiation surveillance network,“ *Journal of Environmental Radioactivity*, br. 102, pp. 742-748, 2011.
- [61] R. Casanovas, E. Prieto i M. Salvado, „Calculation of the ambient dose equivalent  $H^*(10)$  from gamma-ray spectra obtained with scintillation detectors,“ *Applied Radiation and Isotopes*, br. 118, pp. 154-159, 2016.
- [62] D. Al-Azmi, „Outdoor dose rate mapping in Kuwait,“ *Journal of Environmental Radioactivity*, br. 169-170, pp. 109-115, 2017.
- [63] Scientific Production Firm, SPF Consensus, „Gamma-7C Geiger-Muller counter of gamma radiation,“ 2019. [Na mreži]. Available: <https://consensus-group.ru/radiation-counters/gamma-radiation/256-gamma-7c#e>. [Poslednji pristup 27 March 2019].
- [64] M. Djaletic i D. Lazarevic, „Digital Radiation Survey Meter DMRZ-M15,“ u *XXVIII Symposium DZZSCG*, Vrsac, 2015.

- [65] T. Watanabe, „A computational analysis of intrinsic detection efficiencies of Geiger-Muller tubes for photons,“ *Nuclear Instrumentation and Methods A*, br. 438, pp. 439-446, 1999.
- [66] I. Meric, G. Johansen, M. Holstad, A. Calderon i R. Gardner, „Enhancement of the intrinsic gamma-ray stopping efficiency of Geiger-Muller counters,“ *Nuclear Instrumentation Methods A*, br. 696, pp. 46-54, 2012.
- [67] European Commission Joint Research Centre, EC JRC, „Radiological maps, Real-time monitoring,“ Ispra, Italy.
- [68] Kromek Group plc, „GR1 CZT gamma-ray detector spectrometer“.
- [69] H. Dombrowski, „Area dose rate values derived from NaI or LaBr3 spectra,“ *Radiation Protection Dosimetry*, pp. 1-8, 2014.

# БИОГРАФИЈА АУТОРА

---

Никола Кржановић је рођен 1991. године у Београду. Завршио је XV београдску гимназију као носилац Вукове дипломе. Основне академске студије на Електротехничком факултету у Београду (студијски програм Електротехника и рачунарство, одсек за Физичку електронику) је уписао 2010. године, где је дипломирао јула 2014. године на Смеру за биомедицински и еколошки инжењеринг, са просечном оценом 9,00 и одбрањеним завршним радом на тему „Микродозиметријски приступ биолошким ефектима зрачења“, под менторством доц. др Милоша Вујисића. Мастер академске студије на Електротехничком факултету у Београду (студијски програм Електротехника и рачунарство, модул Биомедицинско и еколошко инжењерство) је уписао 2014. године. Јула 2015. године је завршио мастер академске студије, са просечном оценом 10,00 и одбрањеним завршним радом на тему „Значај интеркомпарације полупроводничких детектора у дијагностичкој радиологији“, под менторством доц. др. Ковиљке Станковић. Докторске студије на Електротехничком факултету у Београду (модул Нуклеарна, медицинска и еколошка техника) уписује новембра 2015. године. Положио је све испите са просечном оценом 10,00 и испунио све обавезе прописане студијским програмом сакупивши предвиђених 120 ЕСПБ. Од 2015. године је запослен у Лабораторији за заштиту од зрачења и заштиту животне средине Института за нуклеарне науке Винча, где обавља научно-истраживачки рад у области дозиметрије и заштите од зрачења у оквирима метрологије јонизујућег зрачења, укључујући испитивање различитих дозиметријских својстава активних и пасивних дозиметара који се користе у областима заштите од зрачења, дијагностичке радиологије и терапије јонизујућим зрачењем. Поред научно-истраживачког рада учествује у активностима акредитоване Лабораторије за радијациона мерења у пословима Секундарне дозиметријске лабораторије за метрологију јонизујућег зрачења. Члан је Друштва за заштиту од зрачења Србије и Црне Горе. Учесник је већег броја међународних пројеката Европског удружења националних метролошких института (EURAMET).



## Изјава о ауторству

Име и презиме аутора Никола Кржановић

Број индекса 5015/2015

### Изјављујем

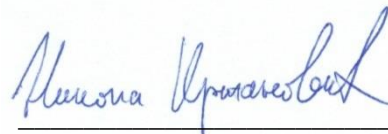
да је докторска дисертација под насловом

Испитивање активних електронских дозиметара у циљу хармонизације мерења оперативних дозиметријских величина у области заштите од зрачења

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

Потпис аутора

У Београду, 18.11.2019.



Никола Кржановић

## Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Никола Кржановић

Број индекса 5015/2015

Студијски програм Нуклеарна, медицинска и еколошка техника

Наслов рада Испитивање активних електронских дозиметара у циљу хармонизације мерења оперативних дозиметријских величина у области заштите од зрачења

Ментор др Ковиљка Станковић, доцент


Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла ради похрањена у **Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Београду**.

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

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

**Потпис аутора**

У Београду, 18.11.2019.



\_\_\_\_\_

## Изјава о коришћењу

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

Испитивање активних електронских дозиметара у циљу хармонизације мерења оперативних дозиметријских величина у области заштите од зрачења

која је моје ауторско дело.

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

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

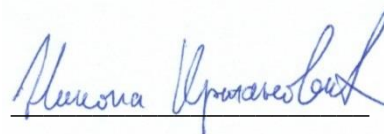
1. Ауторство (CC BY)
2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)
3. Ауторство – некомерцијално – без прерада (CC BY-NC-ND)
4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)
5. Ауторство – без прерада (CC BY-ND)
6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци.

Кратак опис лиценци је саставни део ове изјаве).

**Потпис аутора**

У Београду, 18.11.2019.



1. **Ауторство.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. **Ауторство – некомерцијално.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. **Ауторство – некомерцијално – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. **Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. **Ауторство – без прерада.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. **Ауторство – делити под истим условима.** Дозвољаваате умножавање, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.