



УНИВЕРЗИТЕТ У КРАГУЈЕВЦУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Владимир Марковић

**ДОПРИНОС ЕФЕКТИВНОЈ ДОЗИ ОД БЕТА И ГАМА
ЗРАЧЕЊА РАДОНОВИХ И ТОРОНОВИХ ПОТОМАКА**

Докторска дисертација

Крагујевац, 2014

Идентификациона страница докторске дисертације

<i>I Аутор</i>	
Име и презиме:	Владимир Марковић
Датум и место рођења:	03.09.1981. године, Крагујевац
Садашње запослење:	Асистент у Институту за физику ПМФ-а у Крагујевцу
<i>II Докторска дисертација</i>	
Наслов:	Допринос ефективној дози од бета и гама зрачења радонових и торонових потомака
Број страница:	139
Број слика:	35
Број библиографских података:	104
Установа и место где је рад израђен:	ПМФ, Крагујевац
Научна област (УДК):	539.16
Ментор:	Др Драгослав Никезић, ПМФ Крагујевац
<i>III Оцена и одбрана</i>	
Датум пријаве теме:	09.01.2013. године
Број одлуке и датум прихватања докторске дисертације:	
<p>Комисија за оцену подобности теме и кандидата:</p> <ul style="list-style-type: none"> ❖ Др Драгослав Никезић, редовни професор ПМФ-а у Крагујевцу ужа научна област: Радијациона физика, ментор ❖ Др Оливера Цирај Бјелац, доцент Електротехничког факултета у Београду ужа научна област: Нуклеарна техника ❖ Др Драгана Крстић, доцент ПМФ-а у Крагујевцу ужа научна област: Радијациона физика ❖ Др Ненад Стевановић, доцент ПМФ-а у Крагујевцу ужа научна област: Радијациона физика 	
<p>Комисија за оцену и одбрану докторске дисертације:</p> <ul style="list-style-type: none"> ❖ Др Драгослав Никезић, редовни професор Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу, ужа научна област: Радијациона физика, ментор ❖ Др Оливера Цирај Бјелац, ванредни професор Електротехничког факултета Универзитета у Београду, виши научни сарадник Института за нуклеарне науке “Винча”, ужа научна област: Нуклеарна техника ❖ Др Драгана Крстић, доцент Природно-математичког факултета Универзитета у Крагујевцу, ужа научна област: Радијациона физика ❖ Др Ненад Стевановић, доцент ПМФ-а у Крагујевцу ужа научна област: Радијациона физика 	
Датум одбране дисертације:	

Захвалница

Ова дисертација је рађена на Природно-математичком факултету при Катедри за физику у Крагујевцу под менторством проф. др Драгослава Никезића.

Изражавам посебну захвалност проф. др Драгославу Никезићу на помоћи и подршци у току рада ове дисертације.

Такође се захваљујем колегама др Драгани Крстић и др Ненаду Стевановићу на несебичној подршци током израде ове дисертације, која је плод заједничког рада.

Изразио бих захвалност и члану комисије др Оливери Цирај Бјелац на сугестијама и саветима при изради дисертације.

Захваљујем се свим професорима, колегама и колегиницама са Катедре за физику Природно-математичког факултета, који су ми пружили помоћ приликом израде дисертације.

Посебну захвалност дугујем својим родитељима и породици на стрпљењу и помоћи коју су ми пружили.

Списак радова

Радови су приказани по обрнутом хронолошком распореду; (*) звездаца означава радове који су проистекли из ове дисертације

Поглавља у књизи реномираног међународног издавача

3.* V. Markovic, N. Stevanovic, D. Krstic and D. Nikezic **Beta and gamma dose assessment due to radon short lived progeny. *Handbook of Radon: Properties, Applications and Health, Editors: Zachary Li and Christopher Feng*** Nova Publishers - ISBN: 978-1-62100-177-5, pp. 63-100, 2011

2.* D. Nikezic, V.M. Markovic, N. Stevanovic, V. Urosevic, B. Milenkovic and J. Stajic **Radon diffusion through the medium. *Handbook of Radon: Properties, Applications and Health, Editors: Zachary Li and Christopher Feng*** Nova Publishers - ISBN: 978-1-62100-177-5, pp.311-334, 2011

1. N. Stevanovic, V.M. Markovic and D. Nikezic **Influence of Ventilation Rate on Radon and Thoron Progeny Concentrations in a Room. *Ventilation: Types, Standards and Problems, Editors: A. Vincent Romano and S. Allison Duval*** Nova Publishers - ISBN: 978-1-61324-424-1, pp.111-134, 2011

Радови на ИСИ листи

14. D. Krstic, Z. Jovanovic, V. Markovic, D. Nikezic and V. Urosevic **MCNP simulation of the dose distribution in liver cancer treatment for BNC therapy** Central European Journal of Physics, DOI 10.2478/s11534-014-0507-2

13. D. Krstic, V.M. Markovic, Z. Jovanovic, B. Milenkovic, D. Nikezic and J. Atanackovic **Monte carlo calculations of lung dose in ORNL phantom for boron neutron capture therapy** Radiation Protection Dosimetry, DOI 10.1093/rpd/nct365

12. V.M. Markovic, N. Stevanovic, D. Nikezic, Dž. F. Pucic and V. Urosevic **Specific energy distribution within cytoplasm and nucleoplasm of a typical mammalian cell due to various beta radionuclides** Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, 299(3): 1723-1730, 2013
11. V.M. Markovic, D. Krstic, N. Stevanovic and D. Nikezic **Photon albedo for water, concrete and iron at normal incidence, and dependence on the thickness of reflecting material** Nuclear Technology & Radiation Protection, 28(1): 36-44, 2013
- 10.* D. Krstic, V.M. Markovic, D. Nikezic and D. Vucic **Absorbed fractions in sensitive regions of human respiratory tract calculated by mcnp5/x software for electrons and beta particles due to radon progeny** Romanian Journal of Physics 58: S164–S171, 2013
9. N. Stevanovic, V.M. Markovic, M. Arsenijevic and D. Nikezic **Influence electron motion in target atom on stopping power for low-energetic ions** Nuclear Technology & Radiation Protection 27(2): 113-116, 2012
- 8.* V.M. Markovic, D. Krstic, D. Nikezic and N. Stevanovic **Doses from radon progeny as a source of external beta and gamma radiation.** Radiat Environ Biophys, 51: 391–397, 2012
- 7.* V.M. Markovic, N. Stevanovic and D. Nikezic **Doses from beta radiation in sensitive layers of human lung and dose conversion factors due to $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ progeny,** Radiat. Environ. Biophys, 50(3): 431-440, 2011
- 6.* D. Nikezic, V.M. Markovic, D. Krstic and P.K.N. Yu **Doses in human organs due to alpha, beta and gamma radiations emitted by thoron progeny in the lung.** Radiation Protection Dosimetry, 141(4): 428-431, 2010
5. N. Stevanovic, V.M. Markovic and D. Nikezic. **Relationship between deposition and attachment rates in the Jacobi room model.** Journal of Environmental Radioactivity, 101(5): 349-352, 2010

- 4.* V.M. Markovic, D. Krstic and D. Nikezic. **Gamma and beta doses in human organs due to radon progeny in human lung**. Radiation Protection Dosimetry, 135(3): 197 - 202, 2009

3. N. Stevanovic V.M. Markovic and D. Nikezic **Deposition rates of unattached and attached fractions in room at turbulent airflow and ventilation** Journal of Environmental Radioactivity, 100(7): 585-589, 2009

- 2.* N. Stevanovic V. Markovic, V. Urosevic and D. Nikezic **Determination of parameters of Jacobi room model using the Brownian motion model** Health Physics, 96(1): 48-54, 2009

- 1.* V. Markovic, N. Stevanovic and D. Nikezic **Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract** Radiation and Environmental Biophysics. 47: 139-145, 2008

Списак слика у дисертацији

Слика 1.1 Дијаграм распада ^{238}U радиоактивног низа са временом полуживота сваког радионуклида и енергијом α честица у MeV-има. Напомене: звездица (*) означава да је радионуклид интензиван гама емитер; ^{238}U се распада и спонтаном фисијом; ^{214}Bi може да доживи и алфа распад, али са малом вероватноћом од 0.04 %, те је та грана занемарена на слици	10
Слика 1.2 Бета спектри потомака ^{222}Rn	11
Слика 1.3 Релативни значај појединих извора зрачења који доприносе популационој дози, (UNSCEAR, 2008)	14
Слика 1.4 Релативан значај извора радона ^{222}Rn у затвореним просторијама (UNSCEAR, 2006)	15
Слика 1.5 Дијаграм распада ^{232}Th радиоактивног низа са временом полуживота сваког радионуклида и енергијом α честице у MeV-има. Напомене: звездица (*) означава да је радионуклид интензиван гама емитер	17
Слика 1.6 Бета спектри ^{220}Rn потомака	18
Слика 1.7 Шема понашања радонових потомака у просторији. Испрекиданим линијама је представљена вентилација; непрекиданим линијама са тачкицама је представљена депозиција; пуним линијама је представљен распад и болдираним пуним линијама је представљено припајање и одвајање. Десни блок представља неприпојену фракцију док леви представља припојене потомке.	23
Слика 1.8 Веза између физичких, операционих и протекционих величина	27
Слика 2.1 Уздужни пресек бронхије, (ICRP 66, 1994)	41
Слика 2.2 Уздужни пресек бронхиоле, (ICRP 66, 1994)	43
Слика 3.1. Уздужни пресек ORNL фантома.	59
Слика 4.1 Алгоритам главног (MAIN) програма за симулацију пљуска електрона употребом PENELOPE софтвера, (Salvat и др, 2003)	64
Слика 5.1 Јачина депозиције неприпојених потомака, λ_d^u	77
Слика 5.2 Јачина депозиције припојених потомака, λ_d^a	78

Слика 5.3 Јачина припајања потомака, λ_a	79
Слика 5.4 Фракције концентрација ^{218}Po атома у функцији концентрације аеросола.....	80
Слика 6.1 AF моноенергетских електрона у ВВ региону; извор се налази у мукусу, а мете су секреторне ћелије.....	85
Слика 6.2 AF моноенергетских електрона у ВВ региону; извор се налази у мукусу, а мете су базалне ћелије.....	85
Слика 6.3 AF моноенергетских електрона у ВВ региону; извор се налази у цилијатном слоју, а мете су секреторне ћелије.....	86
Слика 6.4 AF моноенергетских електрона у ВВ региону; извор се налази у цилијатном слоју, а мете су базалне ћелије.....	86
Слика 6.5 AF моноенергетских електрона у bb региону; извор се налази у мукусном слоју, а мете су секреторне ћелије.....	87
Слика 6.6 AF моноенергетских електрона у bb региону; извор се налази у цилијаном слоју, а мете су секреторне ћелије.....	87
Слика 7.1 Зависност DCF-а од јачине вентилације, λ_v	96
Слика 7.2. Зависност ^{222}Rn и ^{220}Rn DCF-а од јачине припајања, λ_a	97
Слика 7.3. Зависност ^{220}Rn и ^{222}Rn DCF-а од јачине депозиције неприпојених потомака, λ_d^u	98
Слика 7.4 Зависност DCF-а ^{222}Rn потомака од јачине депозиције припојених потомака, λ_d^a	99
Слика 7.5 Зависност DCF-а ^{220}Rn потомака од јачине депозиције припојених потомака, λ_d^a	99
Слика 8.1 Зависност DCF од полувремена трансфера у крв.....	104
Слика 8.2 Зависност DCF од АМТД-а неприпојене фракције.....	105
Слика 8.3 Зависност DCF од АМАД-а нуклеационе моде.....	105
Слика 8.4 Зависност DCF од АМАД-а акумулационе моде.....	106
Слика 8.5 Зависност DCF од АМАД-а грубе моде.....	106
Слика 8.6 DCF у функцији од фактора облика.....	107
Слика 8.7 DCF у функцији од фактора хигроскопног раста.....	108
Слика 8.8 DCF у функцији од неприпојене фракције.....	108

Списак табела у дисертацији

Табела 1.1	Енергије гама зрачења ^{214}Pb и одговарајуће вероватноће емисије.....	11
Табела 1.2	Енергије гама зрачења ^{214}Bi и одговарајуће вероватноће емисије.....	12
Табела 1.3	Физичке особине радона и његових краткоживећих потомака.....	13
Табела 1.4	Енергије гама зрачења ^{212}Pb и припадајуће вероватноће емисије.....	19
Табела 1.5	Енергије гама зрачења ^{212}Bi и припадајуће вероватноће емисије.....	19
Табела 1.6	Физичке особине радона и његових краткоживећих потомака.....	19
Табела 1.7	Параметри Јакобијевог модела ($y h^{-1}$).....	22
Табела 1.8	Параметри Јакобијевог модела за тримодалну расподелу.....	26
Табела 1.9	Радијациони тежински фактори, (ICRP 60, 1991).....	32
Табела 1.10	Радијациони тежински фактори, (ICRP 103, 2007).....	33
Табела 1.11	ICRP препоруке ткивних тежинских фактора.....	34
Табела 2.1	Референтне вредности радника беле расе.....	45
Табела 2.2	Фактори за утежњавање у различитим регионима респираторног тракта, (ICRP 66, 1994).....	47
Табела 2.3	Активносне концентрације радонових потомака.....	51
Табела 2.4	Укупне активности у плућним регионима у Bq/WL	53
Табела 3.1	Физичке димензије ORNL серија математичког фантома.....	55
Табела 3.2	Параметри који дефинишу труп у ORNL серији фантома.....	56
Табела 3.3	Параметри који дефинишу главу у ORNL серији фантома.....	57
Табела 3.4	Параметри који дефинишу ноге у ORNL серији фантома.....	57
Табела 3.5	Елементи који улазе у састав ткива ORNL фантома.....	58
Табела 5.1	Вредности параметара Јакобијевог модела.....	81
Табела 6.1	AF бета зрачења рачунате за потомке ^{222}Rn и ^{220}Rn	89
Табела 7.1	Апсорбоване дозе ($0.1 \cdot \text{MeV/g-по}$ <i>честици зрачења</i>) у осетљивим слојевима HRT услед краткоживећих радонових и торонових потомака.....	94
Табела 7.2	Укупна апсорбована доза у ($m\text{Gy/WLM}$) и DCF у ($m\text{Sv/WLM}$).....	94
Табела 7.3	Параметри Јакобијевог модела и одговарајуће вредности DCF-а радонових и торонових потомака ($m\text{Sv/WLM}$).....	100

Табела 8.1 Улазни параметри за модел људског респираторног тракта, њихове најбоље процењене вредности и интервали (Marsh и Birchall, 2000) и DCF-a (mGy/WLM)	109
Табела 8.2 Апсорбована доза у органима фантома одраслог мушкарца и жене од стране бета зрачења радонових потомака, ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у плућима у ($\mu Gy/WLM$)	110
Табела 8.3 Апсорбована доза у главним органима фантома одраслог мушкарца и жене од стране гама зрачења радонових потомака, ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у плућима у ($\mu Gy/WLM$).....	111
Табела 8.4 Укупна еквивалентна доза гама и бета зрачења од ^{214}Pb и ^{214}Bi по WLM за различите органе ORNL фантома одраслог мушкарца и жене ($\mu Gy/WLM$).....	112
Табела 8.5 Поређење средње апсорбоване дозе израчунате у овом раду користећи MCNP и ICRP66 вредности за ORNL фантоме одраслог мушкарца и жене (MeV/g)	113
Табела 8.6 Укупна еквивалентна доза бета и гама зрачења од ^{212}Pb и ^{212}Bi по WLM за различите органе , DCF.	114
Табела 9.1 Апсорбоване дозе у људским органима фантома одрасле особе мушког и женског пола од β^- зрачења ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у просторији.....	118
Табела 9.2 Апсорбоване дозе у људским органима фантома одрасле особе мушког и женског пола од γ зрачења ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у просторији.....	119
Табела 9.3 Укупна бета и гама еквивалентна доза од ^{214}Pb и ^{214}Bi по WLM у главним органима и ткиву остатка ORNL фантома одрасле особе мушког и женског пола услед спољашњег (Marković и др, 2012) и унутрашњег излагања (Marković и др 2009) ($\mu Sv/WLM$).....	120
Табела 9.4 Укупне еквивалентне дозе од ^{214}Pb и ^{214}Bi ($\mu Sv/WLM$)	122
Табела 9.5. Поређење бета и гама еквивалентне дозе услед унутрашњег (Marković и др, 2012) и спољашњег (Marković и др, 2009) излагања са еквивалентним дозама алфа честица од потомака распоређеним у органима људског организма (Al-Jundi, 2011; Kendall и Smith, 2002)	123

Садржај

Увод	1
Распоред материјала по главама	4
ОПШТА РАЗМАТРАЊА.....	8
1 Опште карактеристике радона и торона и њихово понашање у просторијама	9
1.1 Опште карактеристике радона, торона и њихових потомака	9
1.1.1 Опште карактеристике радона и његових потомака	9
1.1.2 Опште карактеристике торона и његових потомака	16
1.2 Јакобијев модел понашања потомака у просторијама	21
1.3 Физичке величине и јединице којима се описује понашање радонових и торонових потомака.....	27
1.3.1 Основне величине у радијационој физици	27
2 Дозиметријски модел респираторног тракта човека и активности радонових и торонових потомака у респираторном тракту	37
2.1 Дозиметријски модел респираторног тракта човека	37
2.1.1 Морфометријски модел.....	39
2.1.2 Модел физиологије дисања.....	44
2.1.3 Модел биолошког ефекта зрачења.....	46
2.1.4 Модел депозиције	47
2.1.5 Модел чишћења и транслокације	47
2.1.6 Дозиметријски модел рачунања апсорбованих доза	48
2.2 Активности радонових и торонових потомака у респираторном тракту	
50	
3 ORNL математички модел људског организма –математички фантом	54

4	Софтвери за симулацију транспорта зрачења кроз материју	60
4.1	EGS4.....	61
4.2	PENELOPE софтвер.....	62
4.3	MCNP-4B софтвер	66
	ТЕОРИЈСКИ ДЕО РАДА И РЕЗУЛТАТИ.....	69
5	Одређивање параметара Јакобијевог модела симулацијом Брауновог кретања	69
5.1	Симулација припајања потомка аеросолу	70
5.2	Симулација понашања радонових потомака у просторији.....	72
5.3	Израчунавање параметра Јакобијевог модела.....	77
6	Апсорбоване фракције електрона и бета честица у осетљивим слојевима људског респираторног тракта	82
6.1	Резултати прорачуна апсорбованих фракција.....	84
7	Дозе од бета зрачења $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ потомака у осетљивим слојевима људских плућа и дозни конверзиони фактори.....	91
7.1	Методологија прорачуна доза у осетљивим слојевима.....	91
7.2	Резултати доза и DCF у осетљивим слојевима	94
7.2.1	Апсорбоване дозе и DCF од бета зрачења радонових и торонових потомака	94
7.2.2	Зависност DCF-а од параметара средине	95
8	Дозе у људским органима услед бета и гама зрачења радонових и торонових потомака наталожених у људским плућима	101
8.1	DCF алфа честица у плућима као функција улазних параметара	103
8.2	Дозе у органима услед бета и гама зрачења радонових потомака у плућима	110
8.3	Дозе у органима услед бета и гама зрачења торонових потомака у плућима	113
9	Дозе радонових потомака као извора спољашњег бета и гама зрачења ...	116
9.1	Резултати доза од спољашњег озрачивања	117

9.2 Дискусија вредности доза радонових потомака расподељених у просторији 121

10 Закључак 125

Референце 128

Д о д а т а к 1..... 139

Д о д а т а к 2..... 139

Увод

Тема ове дисертације је одређивање доза радонових и торонових потомака у људском организму услед унутрашњег и спољашњег излагања. Човеков организам је свакодневно изложен различитим врстама зрачења. Најзначајније је излагање природном зрачењу (UNSCEAR report, 2010; ICRP 32, 1981). Известан проценат људске популације, чија професија укључује рад са изворима зрачења вештачке природе, је додатно изложен зрачењу (UNSCEAR report, 2008). Ту се пре свега мисли на примену зрачења у медицини, где техничка лица бивају изложена различитим видовима зрачења, затим лица чија је професија везана за рад у близини нуклеарних реактора, акцелератора или генератора рендгенског зрачења (ICRP 103, 2007; NCRP, 2009). Део популације чија је професија везана за рад са изворима јонизујућег зрачења се третира као професионално изложена лица и за њих важе посебне границе излагања. Такође, од средине прошлог века људска популација се суочила са додатним видом излагања који је изазван људским фактором. Ради се о излагању зрачењу од вештачких радионуклида доспелих у природну средину нуклеарним пробама, разним нуклеарним акцидентима, од којих су најпознатији акцидент у Чернобилу 1986 и скорији акцидент у Фукушими 2011. Пре активности ових врста у природној средини се нису могли наћи радионуклиди као што су ^{137}Cs (NCRP 154, 2006) и други вештачки радионуклиди, који су данас распрострањени по читавој планети. ^{137}Cs се негде може наћи у траговима, а на извесним локацијама у већим количинама.

Излагање становништва природном зрачењу може варирати у зависности од локације и географске ширине. Компоненте природног зрачења су космичко зрачење, зрачење од радионуклида присутних на планети Земљи још од времена њеног настанка, као и зрачење радионуклида који се стварају интеракцијом космичког зрачења и атмосфере (нпр. ^{14}C). Интензитет космичког зрачења није исти на свим деловима планете и његов интензитет се појачава приближавањем магнетним половима Земље. Природна компонента зрачења која потиче од радионуклида има најзначајнији удео у излагању опште популације. У састав Земље улазе елементи који имају кључну улогу у озрачивању опште популације, а то су уран ^{238}U и торијум ^{232}Th .

Ови елементи су карактеристични по томе што њиховим распадањем настају низови радиоактивних елемената који додатно утичу на излагање људске популације. Међу потомцима урана и торијума се налазе радон (^{222}Rn), торон (^{220}Rn) и њихови краткоживећи потомци. Хемијске особине и присутност ових елемената у животној средини су одговорни за чињеницу да највећи део излагања људске популације потиче управо од ових елемената (UNSCEAR Report, 2006).

Радон и торон, због своје инертности имају особину да дифундују од места настанка, што је најчешће тло, до атмосфере, где је њихова концентрација практично незнатна (Fleischer и др, 1997). Међутим ако се ради о атмосфери затворених просторија, у зависности од јачине извора, радон и торон се могу акумулирати и достижу концентрације, које могу бити од ризика за биолошке системе и самим тим људе. Потреба за конзервацијом топлоте у зимским периодима и хлађењем у летњим доводи до смањене вентилације просторија, што води нагомилавању активности радона, торона и њихових потомака у атмосфери затворених просторија. Путем дисања, одређена количина радиоактивних потомака се из ваздуха уноси у плућа где се таложи. Потребно је напоменути да се због инертности, радон и торон не таложе у дисајном тракту људи, већ њихови потомци, тако да су у принципу они одговорни за излагање људи. Распадом потомака у плућима емитује се алфа зрачење које представља најинтензивнију компоненту зрачења и на тај начин унутрашње тј. интерно озрачивање представља доминантни вид излагања, где су плућа орган који прима највећу дозу. Овај вид излагања је детаљно проучаван и показана је недвосмислена корелација између излагања радоновим потомцима и настанка канцера плућа. Поред унутрашњег излагања путем инхалације могуће је и унутрашње излагање путем ингестије воде или хране која има повећане концентрације радона, торона и њихових потомака (NRC, 1999). Због кратког дмета алфа честица, спољашње излагање алфа зрачењу је ограничено на кожу од стране депонованих потомака на људској кожи.

Поред алфа емитера, међу радоновим и тороновим потомцима се налазе и радионуклиди, који емитују бета честице и пратеће високоенергетско гама зрачење. Излагање овој врсти зрачења (бета и гама), због дугодометности није ограничено на респираторни тракт, већ је могуће и озрачивање других органа људског тела. Енергије бета и гама зрачења радонових и торонових потомака могу бити нешто веће од 3 MeV-а, а радијациони тежински фактори ове врсте зрачења су двадесет пута мањи од радијационих тежинских фактора алфа зрачења (ICRP 103, 2007). То значи да алфа

зрачење индукује двадесет пута већу радијациону штету од бета и гама зрачења при истој апсорбованој дози (ICRP 103, 2007).

Услед великог линеарног преноса енергије алфа зрачења радијациона оштећења која се индукују у биолошким системима су локализована на мале запремине реда величине једне или неколико ћелија, што готово извесно води до инактивације ћелије. На другој страни енергија, коју бета и гама зрачење депонују, је доста мање локализована и једна честица зрачења може погодити велики број ћелија, при чему ће биолошки ефекти бити са доста мање штете. Велики број истраживања је усмерен ка одређивању ефеката и прорачуну доза алфа зрачења, док је ефекат бета и гама зрачења занемариван. Из тог разлога је потребно проучити ефекат бета и гама зрачења на биолошке системе. Тема ове дисертације је одређивање доза у органима људског организма од бета и гама зрачења краткоживећих радонових и торонових потомака услед екстерног и интерног озрачивања. Апсорбована доза представља енергију коју депонује јонизујуће зрачење по јединици масе апсорбента. Управо ова величина је од интереса, јер се на основу ове вредности може одредити еквивалентна и ефективна доза као величина за које се дефинишу границе излагања.

Због дугодометности бета и гама зрачења, морају се узети у обзир сви видови излагања. Ту се пре свега мисли и на спољашње, тј. екстерно и унутрашње, тј. интерно излагање. Екстерно излагање читавог организма потиче од активности радонових и торонових потомака присутних у атмосфери, тј. у непосредној околини људског организма.

Услед инхалације део активности наталожен у плућима доприноси унутрашњем озрачивању, које није ограничено само на плућа због дугодометности бета и гама зрачења, већ и на остале органе. Укупно излагање је могуће одредити као утежњену суму свих појединачних врста излагања.

Циљ овога рада је квантификација доза бета и гама зрачења у ткивима и органима људског организма услед интерног и екстерног излагања и ова проблематика је обрађена у Теоријском делу рада.

Као приступ квантификацији излагања одабран је дозиметријски модел одређивања доза. Дозиметријске модели у овој дисертацији који су коришћени, су ICRP модел респираторног тракта човека и ORNL математички модел индивидуе – математички фантом. Ови модели ће бити детаљно објашњени у општем делу ове дисертације.

За транспорт зрачења и одређивање доза у поменутиим дозиметријским моделима коришћени су софтвери MCNP и PENELOPE који омогућавају симулацију транспорта електрона и фотона и одређивање релевантних величина. Детаљни опис ових софтвера ће бити приказан у Општем делу дисертације.

Спрегом дозиметријских модела и софтвера за симулацију транспорта зрачења одређене су дозе бета и гама зрачења у свим органима људског организма услед унутрашњег и спољашњег озрачивања, што представља оригинални допринос аутора ове дисертације.

Распоред материјала по главама

Ова дисертација се састоји из два дела:

- ОПШТА РАЗМАТРАЊА и
- ТЕОРИЈСКИ ДЕО РАДА И РЕЗУЛТАТИ.

Део ОПШТА РАЗМАТРАЊА је монографског карактера, даје преглед стања у овој области и нема оригиналног научног доприноса. Састоји се од прве четри главе у којима је описана методологија рада и дати су појмови за разумевање рада.

У првој глави, под називом „*Опште карактеристике радона, торона и њихово понашање у просторијама*“, приказане су карактеристике радионуклида од интереса за овај рад, који су одговорни за излагање људи. Представљене су физичко хемијске особине радона, торона и њихових потомака, а посебно су описане радијационе особине ових изотопа. У наставку је приказан Јакобијев модел. Дате су параметарске једначине овог модела и уведена је тримодална расподела аеросола по величини. Јакобијев модел је проширен на тримодалну расподелу и приказане су најбоље процењене вредности параметара Јакобијевог модела. Такође су набројане физичке величине и дате њихове дефиниције, а које су неопходне за описивање и разумевање проблематике везане за излагање радоновим и тороновим потомцима.

У другој глави, под називом „*Дозиметријски модел људског респираторног тракта и активности радонових и торонових потомака у респираторном тракту*“ детаљно је описан дозиметријски модел представљен у ICRP66 публикацији, а који представља упрошћен модел људских плућа и служи у дозиметријске сврхе. Такође је у овој глави приказана методологија прорачуна депонованих активности у плућима и представљен софтвер LUNGDOSE. Овај софтвер омогућава израчунавање депонованих активности и користи препоруке ICRP66 публикације.

Трећа глава, под називом „*ORNL математички модел људског организма – математички фантом*“, представља дозиметријски модел читавог људског организма у коме су дефинисани појединачни органи математичким релацијама. Овај модел служи у дозиметријске сврхе и омогућава прорачун доза у свим органима људског организма.

Четврта глава, под називом „*Софтвери за симулацију транспорта зрачења кроз материју*“ детаљно описује софтвере PENELOPE и MCNP. Њихова улога је у симулацији проласка бета и гама зрачења кроз материју и израчунавању губитака енергије при сударима и интеракцијама у материји. Улога ових софтвера и њихов начин рада је описан детаљно.

Други део дисертације под називом ТЕОРИЈСКИ ДЕО РАДА И РЕЗУЛТАТИ представља оригинални научни допринос аутора. Резултати научног истраживања су приказани у главама 5 – 9.

У Петој глави под називом „*Одређивање параметара Јакобијевог модела Брауновим кретањем*“ аутор је полазећи од основних концепта кретања атома и молекула у гасу представио софтвер на основу кога се могу одредити параметри Јакобијеог модела. Ради се о Монте Карло симулацији чији механизам је детаљно описан и представљен у овом делу рада, као и резултати који представљају оригинални научни допринос. Из овог дела дисертације проистекла је публикација:

N. Stevanovic, V. Markovic, V. Urosevic and D. Nikezic **Determination of parameters of Jacobi room model using the Brownian motion model** Health Physics, 96(1): 48-54, 2009.

У шестој глави ове дисертације под називом „*Апсорбоване фракције електрона и бета зрачења у осетљивим слојевима људског респираторног тракта*“ су прорачунате апсорбоване фракције у осетљивим регионима људског респираторног тракта. Апсорбоване фракције су одређене коришћењем PENELOPE софтвера. Апсорбоване фракције у осетљивим слојевима су претходно биле рачунате и приказане у оквиру ICRP66 публикације. Ове вредности су кориговане побољшањима теоријског модела и користећи методе које дају тачније резултате и реалније описују транспорт зрачења у осетљивим слојевима. Користећи добијене вредности апсорбованих фракција одређене су дозе у осетљивим слојевима људског респираторног тракта. Из овог дела дисертације проистекле су публикације:

V. Markovic, N. Stevanovic and D. Nikezic **Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract** Radiation and Environmental Biophysics. 47: 139-145, 2008.

D. Krstic, V.M. Markovic, D. Nikezic and D. Vucic **Absorbed fractions in sensitive regions of human respiratory tract calculated by mcnp5/x software for electrons and beta particles due to radon progeny.** Romanian Journal of Physics 58: S164–S171, 2013.

У глави седам ове дисертације под називом „Дозе од бета зрачења $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ потомака у осетљивим слојевима људских плућа и дозни конверзиони фактори“ су одређене дозе од бета зрачења у осетљивим слојевима људских плућа од стране депонованих активности у слоју мукуса и цилија. Прорачун је вршен за осетљиве слојеве бронхијалног и бронхиоларног региона у коме се налазе базалне и секреторне ћелије које су идентификоване као радиоосетљиве. Такође је извршена анализа зависности дозног конверзионог фактора у односу на параметре из околине. Из овог дела дисертације проистекла је публикација:

V.M. Markovic, N. Stevanovic, D. Nikezic **Doses from beta radiation in sensitive layers of human lung and dose conversion factors due to $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ progeny** Radiat Environ Biophys, 50(3): 431-440, 2011.

У глави осам ове дисертације под називом „Дозе у људским органима услед бета и гама зрачења радонових и торонових потомака наталожених у људским плућима„ су рачунати дозни конверзиони фактори у свим главним органима и ткиву остатка људског организма. DCF је рачунат за краткоживеће радонове и торонове потомке који су бета и гама активни и налазе се депоновани у плућима. ORNL математички фантом је служио као модел за симулацију MCNP-4B софтвером. За извор зрачења су узета плућа у којима су депоновани ^{214}Pb и ^{214}Bi . У Уводу и Методологији рада су описане методе којима је DCF прорачунат. У овој глави, прорачунате су вредности доза и DCF-а и табеларно приказане. Такође је извршена анализа осетљивости ICRP66 модела на улазне параметре. Улазни параметри овог модела су варирани у могућим опсезима, где су остали параметри држани константним и једнаким најбоље процењеним вредностима. На тај начин се одређују могуће вредности DCF-а у зависности од параметра који се варира. Ово поглавље садржи оригинални научни допринос кандидата, који је резултовао публикацијама:

V.M. Markovic, D. Krstic, D. Nikezic **Gamma and beta doses in human organs due to radon progeny in human lung** Radiation Protection Dosimetry, 135(3): 197 - 202, 2009.

D. Nikezic, V.M. Markovic, D. Krstic and P.K.N. Yu **Doses in human organs due to alpha, beta and gamma radiations emitted by thoron progeny in the lung** Radiation Protection Dosimetry, 141(4): 428-431, 2010.

У глави девет ове дисертације под називом „Дозе радонових потомака као извора спољашњег бета и гама зрачења“ је извршена процена излагања услед спољашњег озрачивања од гама и бета зрачења радонових потомака распоређених у атмосфери затворених просторија. ORNL математички модел људског организма је

смештен у средини просторије у којој се налази активност радонових потомака која одговара јединичном излагању. MCNP софтвером дозе бета и гама зрачења су одређене у свим главним органима и ткиву остатка људског организма. Научни допринос аутора који је проистекао из ове главе дисертације је објављен у раду:

V.M. Markovic, D. Krstic, D. Nikezic, N. Stevanovic **Doses from radon progeny as a source of external beta and gamma radiation** Radiat Environ Biophys, 51: 391–397, 2012.

ОПШТА РАЗМАТРАЊА

1 Опште карактеристике радона и торона и њихово понашање у просторијама

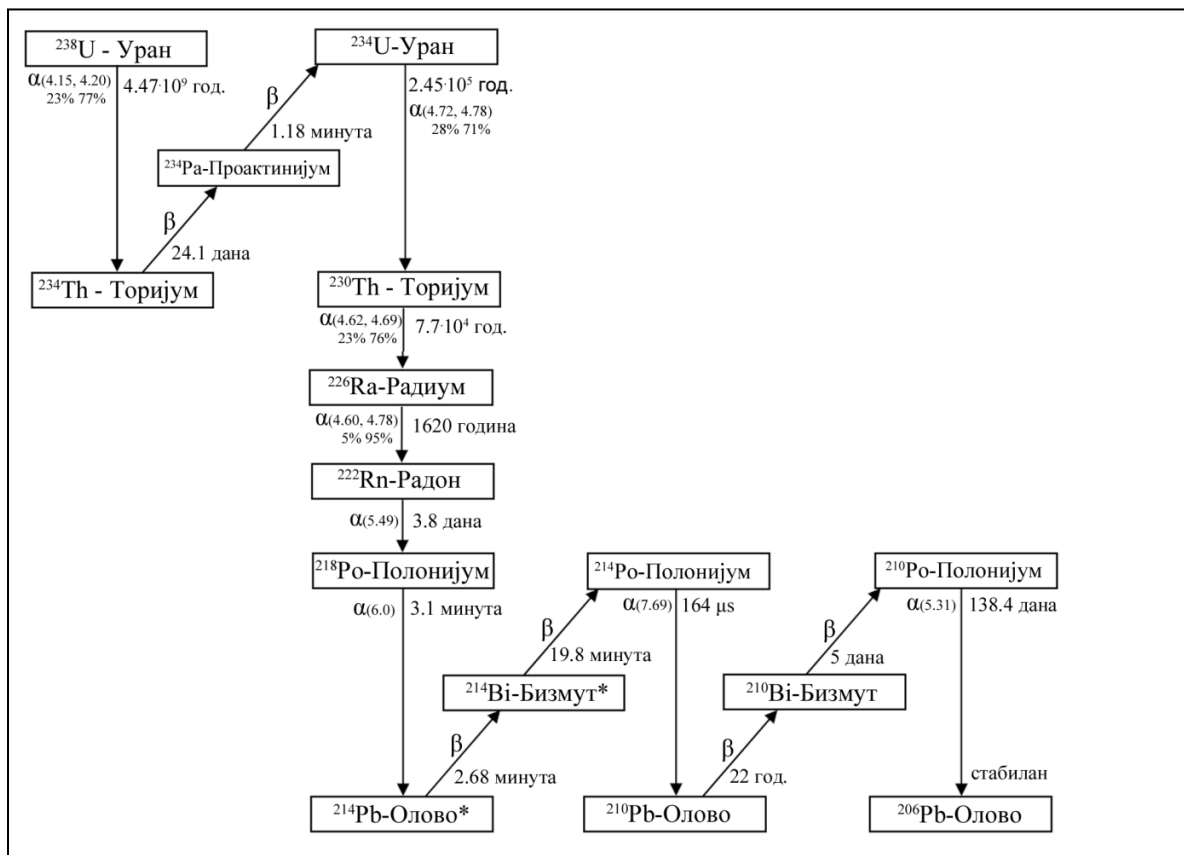
1.1 Опште карактеристике радона, торона и њихових потомака

1.1.1 Опште карактеристике радона и његових потомака

Радон (^{222}Rn) је радиоактиван гас без боје мириса и укуса. Настаје алфа распадом радијума ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1620$ год.), који је саставни део Земљине коре и јавља се у радиоактивном низу ^{238}U ($T_{1/2} = 4.46 \cdot 10^9$ год.), Слика 1.1. Радијум се може наћи првенствено у тлу, као и у разним другим материјалима. Садржај ^{226}Ra у тлу варира у зависности од локације, али је присутан готово свуда. На неким местима се јавља у траговима, док се на неким може наћи у облику руде. Радон спада у VIIIa групу периодног система елеманата и као племенит гас, хемијски је инертан и не гради једињења. Због те особине радон може да напусти материјал у коме је настао распадом ^{226}Ra . Дифузија је један од главних процеса миграције радона од места настанка. Такође, конвекцијом радон може да напусти место настанка и доспе до веома удаљених региона. Особина миграције радона кроз земљиште може послужити као индикатор присуства подземних уранских руда. У процесу миграције кроз тло, може dospети до површине земљишта и прећи у атмосферу, (Fleischer и др, 1997).

Време полураспада, $T_{1/2}$, ^{222}Rn је 3.825 дана. Распада се емисијом алфа честице енергије 5.59 MeV. Распадом ^{222}Rn настаје ^{218}Po , који је у атомском стању, слободан и у тренутку стварања је позитивно наелектрисан. Атоми ^{218}Po могу градити кластере са молекулима водене паре и другим субмикронским честицама, могу се припојити

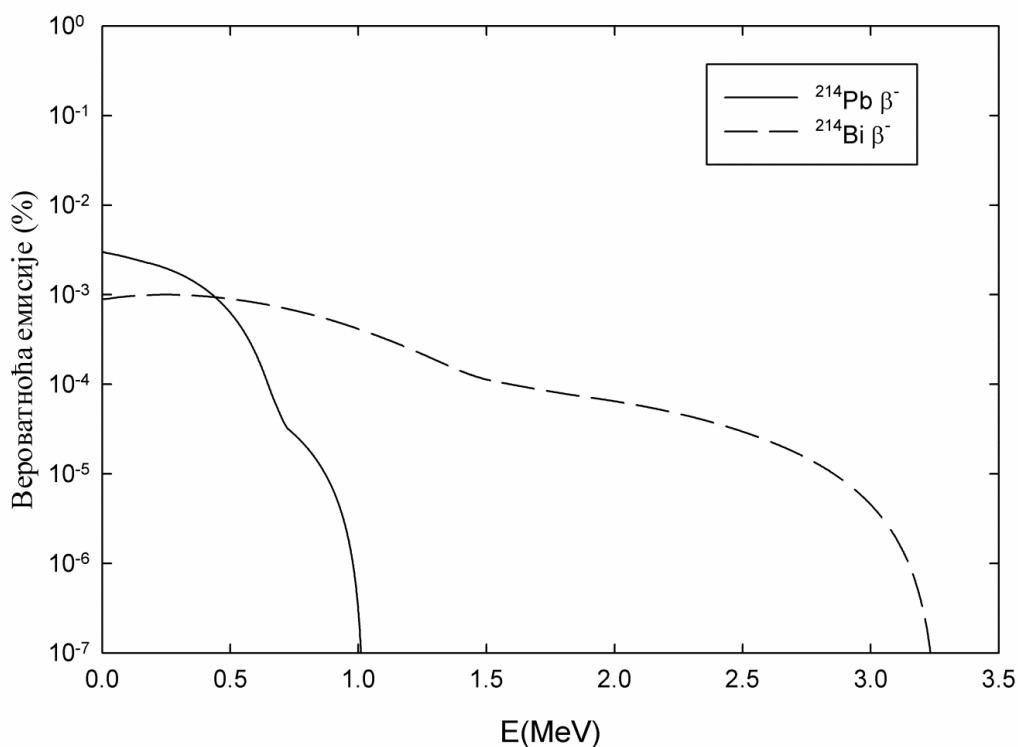
аеросолима или остати слободни, (Porstendörfer и др, 2005). ^{218}Po је хемијски активан и интерагује са честицама присутним у ваздуху. Овај радонов потوماк је такође радиоактиван са временом полураспада $T_{1/2} = 3.05$ минута. Распада се емитовањем алфа честице енергије 6 MeV и притом настаје атом ^{214}Pb који је други у низу краткоживећих радонових потомака.



Слика 1.1 Дијаграм распада ^{238}U радиоактивног низа са временом полуживота сваког радионуклида и енергијом α честица у MeV -има. Напомене: звездица (*) означава да је радионуклид интензиван гама емитер; ^{238}U се распада и спонтаном фисијом; ^{214}Bi може да доживи и алфа распад, али са малом вероватноћом од 0.04 %, те је та грана занемарена на слици

Новонастали атом ^{214}Pb има почетну енергију од 117 keV приликом настанка и притом доживљава узмак. Уколико је атом ^{218}Po пре распада био припојен за честицу аеросола, енергија узмака ^{214}Pb је довољна да се овај атом одвоји од честице са одређеном вероватноћом, (Mercer, 1972; Никезић и Стевановић, 2004). На тај начин настаје слободан атом ^{214}Pb . ^{214}Pb је такође радиоактиван, и распада се β^- емисијом на ^{214}Bi . Распад прати емисија γ зрачења. Спектар β^- зрачења ^{214}Pb је приказан на

Слици 1.2, са пратећим гама линијама датим у Табели 1.1. Његово време полураспада је, $T_{1/2} = 26.8$ минута.



Слика 1.2 Бета спектри потомака ^{222}Rn
(Table of Radioactive Isotopes, 2014)

Табела 1.1 Енергије гама зрачења ^{214}Pb и одговарајуће вероватноће емисије
(Table of Radioactive Isotopes, 2014)

E(keV)	Вероватноћа емисије	E(keV)	Вероватноћа емисије	E(keV)	Вероватноћа емисије
9.42	0.002552	77.107	0.081670	295.224	0.197028
10.731	0.005002	86.830	0.010209	298.76	0.000204
10.839	0.044918	87.349	0.018376	305.26	0.000316
11.712	0.000602	87.892	0.000561	314.32	0.000796
12.48	0.000715	89.784	0.006840	323.83	0.000286
12.691	0.005513	90.074	0.001735	351.932	0.383847
12.967	0.011230	107.22	0.000153	462.00	0.002256
13.023	0.025522	137.45	$6.13 \cdot 10^{-5}$	480.43	0.003267
13.211	0.006431	141.30	$4.08 \cdot 10^{-5}$	487.09	0.004308
13.393	0.001531	170.07	0.000327	511.00	0.000327
15.247	0.005411	196.20	0.000704	533.66	0.001899
15.582	0.001940	205.68	0.000117	538.41	0.000204
15.685	0.000990	216.47	0.000225	543.81	0.000704
15.709	0.002348	238.40	0.000153	580.13	0.003593
53.228	0.012250	241.997	0.075851	765.96	0.000796
74.138	$8.27 \cdot 10^{-5}$	258.87	0.005349	785.96	0.010923
74.815	0.049002	274.80	0.004839	839.04	0.005993

Табела 1.2 Енергије гама зрачења ^{214}Bi и одговарајуће вероватноће емисије
(Table of Radioactive Isotopes, 2014)

E(keV)	Вероватноћа Е(keV) емисије	Вероватноћа Е(keV) емисије	Вероватноћа Е(keV) емисије	Вероватноћа Е(keV) емисије	Вероватноћа Е(keV) емисије	Вероватноћа Е(keV) емисије			
9.658	0.000144	487.95	0.000204	873.07	0.000131	1377.669	0.029185	2266.51	0.000131
11.016	0.000279	494.20	$8.76 \cdot 10^{-5}$	878.03	$8.76 \cdot 10^{-5}$	1385.31	0.005523	2270.90	$9.49 \cdot 10^{-6}$
11.13	0.002488	496.90	$5.03 \cdot 10^{-5}$	904.29	0.000620	1392.50	0.000139	2284.30	$3.72 \cdot 10^{-5}$
12.085	$4.01 \cdot 10^{-5}$	501.96	0.000131	915.74	0.000190	1401.50	0.009266	2287.65	$3.36 \cdot 10^{-5}$
12.823	$4.01 \cdot 10^{-5}$	519.90	0.000117	917.80	$3.65 \cdot 10^{-5}$	1407.98	0.015687	2293.40	0.002225
13.084	0.000109	524.60	0.000124	930.20	0.000241	1419.70	$3.72 \cdot 10^{-5}$	2310.20	$1.02 \cdot 10^{-5}$
13.328	0.000620	528.00	0.007296	934.06	0.022108	1470.90	$6.71 \cdot 10^{-5}$	2312.40	$6.57 \cdot 10^{-5}$
13.443	0.001664	536.77	0.000496	934.10	0.000365	1479.15	0.000372	2319.30	$2.92 \cdot 10^{-6}$
13.635	0.000124	543.00	0.000613	934.50	$7.3 \cdot 10^{-5}$	1509.23	0.015395	2325.00	$1.24 \cdot 10^{-5}$
13.778	$9.27 \cdot 10^{-5}$	547.60	$2.92 \cdot 10^{-5}$	938.65	$9.49 \cdot 10^{-5}$	1515.50	$5.03 \cdot 10^{-5}$	2331.30	0.000161
15.742	0.000358	572.76	0.00054	939.60	0.000131	1538.50	0.002743	2348.00	$1.02 \cdot 10^{-5}$
16.077	$3.87 \cdot 10^{-5}$	595.23	0.000124	943.34	0.000124	1543.32	0.001459	2353.50	$2.92 \cdot 10^{-6}$
16.203	$6.93 \cdot 10^{-5}$	600.00	$5.84 \cdot 10^{-5}$	949.80	$4.01 \cdot 10^{-5}$	1583.22	0.005034	2361.00	$1.24 \cdot 10^{-5}$
16.213	$4.6 \cdot 10^{-5}$	609.31	0.336362	952.20	$4.38 \cdot 10^{-5}$	1594.73	0.001824	2369.00	$1.97 \cdot 10^{-5}$
76.172	$2.99 \cdot 10^{-5}$	615.73	0.000438	961.61	$8.76 \cdot 10^{-5}$	1595.00	$3.65 \cdot 10^{-5}$	2376.90	$6.42 \cdot 10^{-5}$
76.863	0.004246	617.00	0.000248	964.08	0.002641	1598.00	$4.38 \cdot 10^{-5}$	2390.80	$1.17 \cdot 10^{-5}$
79.29	0.007150	626.40	$3.65 \cdot 10^{-5}$	965.00	$7.3 \cdot 10^{-5}$	1599.31	0.001678	2405.10	$2.99 \cdot 10^{-6}$
89.256	0.000846	630.79	0.000131	976.18	0.000139	1636.30	$8.76 \cdot 10^{-5}$	2423.27	$3.36 \cdot 10^{-5}$
89.807	0.001620	633.14	0.000401	989.34	$7.3 \cdot 10^{-5}$	1637.00	$4.38 \cdot 10^{-5}$	2444.70	$5.84 \cdot 10^{-5}$
90.363	$5.03 \cdot 10^{-5}$	634.72	$4.74 \cdot 10^{-5}$	991.49	$7.3 \cdot 10^{-5}$	1657.00	0.000336	2447.86	0.011455
92.317	0.000598	639.67	0.000219	1013.8	$6.06 \cdot 10^{-5}$	1661.28	0.008391	2482.80	$1.09 \cdot 10^{-5}$
92.618	0.000168	649.18	0.000438	1021.0	0.000102	1665.80	$6.06 \cdot 10^{-5}$	2505.40	$4.16 \cdot 10^{-5}$
221	$2.19 \cdot 10^{-5}$	651.50	$1.46 \cdot 10^{-5}$	1032.37	0.000569	1683.99	0.001576	2550.70	$3.36 \cdot 10^{-6}$
230	$2.92 \cdot 10^{-5}$	658.70	0.000109	1033.30	0.000175	1711.00	$1.31 \cdot 10^{-5}$	2553.00	$7.3 \cdot 10^{-7}$
230	$2.92 \cdot 10^{-5}$	661.10	0.000343	1038.00	$6.06 \cdot 10^{-5}$	1729.595	0.021305	2562.00	$1.31 \cdot 10^{-6}$
252.8	$2.19 \cdot 10^{-5}$	665.45	0.010653	1045.60	0.000190	1751.40	$6.57 \cdot 10^{-5}$	2564.00	$1.02 \cdot 10^{-6}$
268.8	0.000146	677.41	$4.38 \cdot 10^{-5}$	1051.96	0.002298	1764.494	0.112364	2604.50	$2.92 \cdot 10^{-6}$
273.8	0.001094	683.22	0.000591	1067.20	0.000197	1813.73	$8.03 \cdot 10^{-5}$	2630.90	$5.84 \cdot 10^{-6}$
280.95	0.000438	687.60	$5.03 \cdot 10^{-5}$	1069.96	0.002007	1819.20	$1.02 \cdot 10^{-5}$	2662.40	$2.19 \cdot 10^{-6}$
304.2	0.000306	693.30	$4.38 \cdot 10^{-5}$	1103.64	0.000730	1838.36	0.002627	2694.70	0.000226
304.2	0.000306	697.90	0.000372	1104.79	0.000562	1847.42	0.015395	2699.40	$2.04 \cdot 10^{-5}$
333.31	0.000584	699.82	0.000117	1118.90	0.000292	1873.16	0.001598	2719.30	$1.31 \cdot 10^{-5}$
334.78	0.000248	703.11	0.003444	1120.29	0.110175	1890.30	0.000584	2769.90	0.000182
348.92	0.000876	704.90	0.000343	1130.29	0.000292	1895.92	0.001167	2785.90	$4.01 \cdot 10^{-5}$
351.9	0.000511	708.80	0.000124	1133.66	0.001809	1898.70	0.000416	2827.00	$1.68 \cdot 10^{-5}$
356	$5.11 \cdot 10^{-5}$	710.67	0.000547	1155.19	0.011893	1935.50	0.000299	2861.10	$2.77 \cdot 10^{-6}$
/363.47	$5.69 \cdot 10^{-5}$	719.86	0.002765	1155.60	0.000117	1994.60	$3.65 \cdot 10^{-5}$	2880.30	$6.71 \cdot 10^{-5}$
375.59	$3.36 \cdot 10^{-5}$	722.98	0.000255	115600	0.007296	2010.78	0.000343	2893.50	$4.38 \cdot 10^{-5}$
386.77	0.002262	733.80	0.000314	1167.30	$8.76 \cdot 10^{-5}$	2021.60	0.000146	2921.90	0.000102
388.88	0.002700	740.73	0.000292	1172.98	0.000372	2052.94	0.000503	2928.60	$8.03 \cdot 10^{-6}$
394.05	0.000108	752.84	0.000949	1207.68	0.003291	2085.10	$6.64 \cdot 10^{-5}$	2934.60	$3.36 \cdot 10^{-6}$
396.01	0.000212	768.36	0.036044	1226.70	0.000131	2089.70	0.000365	2978.90	0.000101
405.74	0.001240	769.70	0.000219	1230.60	0.000109	2109.92	0.000642	3000.00	$6.42 \cdot 10^{-5}$
428	$1.68 \cdot 10^{-5}$	786.10	0.002262	1238.11	0.042246	2118.55	0.008318	3053.90	0.000153
439.34	$8.76 \cdot 10^{-5}$	788.60	0.000109	1279.00	$8.76 \cdot 10^{-5}$	2120.00	$5.11 \cdot 10^{-5}$	3081.70	$3.5 \cdot 10^{-5}$
452.92	0.000226	806.17	0.008902	1280.96	0.010434	2147.90	0.000102	3094.00	$3.21 \cdot 10^{-6}$
454.77	0.002189	815.00	0.000277	1284.00	$8.03 \cdot 10^{-5}$	2160.40	$1.31 \cdot 10^{-5}$	3142.60	$8.76 \cdot 10^{-6}$
461	0.000387	821.18	0.001153	1285.10	0.000124	2176.50	$2.33 \cdot 10^{-5}$	3149.00	$6.57 \cdot 10^{-7}$
469.76	0.000941	826.30	0.000803	1303.76	0.000817	2192.58	0.000248	3160.60	$2.33 \cdot 10^{-6}$
474.41	0.000803	832.39	0.000204	1316.96	0.000584	2204.21	0.037066	3183.60	$9.41 \cdot 10^{-6}$
485.92	0.000161	840.40	$6.57 \cdot 10^{-5}$	1330.00	$8.03 \cdot 10^{-5}$	2251.60	$4.01 \cdot 10^{-5}$	3233.20	$7.3 \cdot 10^{-7}$
486.7	$4.38 \cdot 10^{-5}$	847.16	0.00019	1341.49	0.000161	2260.30	$6.35 \cdot 10^{-5}$	3269.70	$4.38 \cdot 10^{-7}$

Атоми ^{214}Bi који настају распадом припојених атома ^{214}Pb остају припојени аеросолу, јер језгра ^{214}Bi настала након бета распада немају довољну енергију узмака да би се одвојила. Време полураспада ^{214}Bi , који је β^- радиоактиван, је $T_{1/2} = 19.8$ минута. Као и код ^{214}Pb емисију бета честица ^{214}Bi прати гама зрачење, чије су линије дате у Табели 1.2. Последњи елемент у низу радиоактивног распада ^{238}U је ^{206}Pb , а шема распада је приказана на Слици 1.1. У Табели 1.3 су сумиране физичке особине радона и његових краткоживећих потомака.

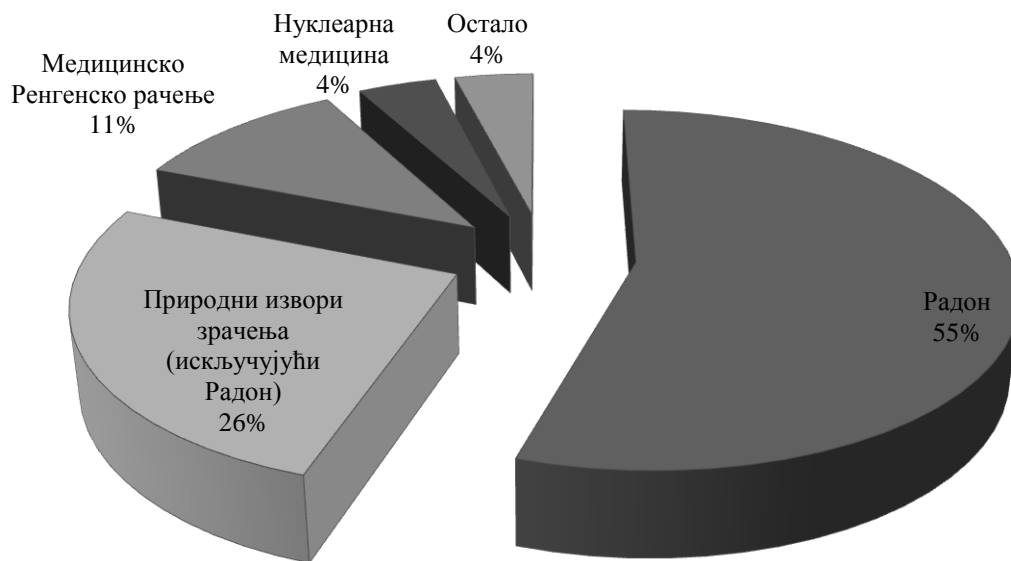
Табела 1.3 Физичке особине радона и његових краткоживећих потомака

радионуклид	$T_{1/2}$ (s)	врста распада	Енергија (MeV)
^{226}Ra	$5,1 \cdot 10^{10}$	α	4,60 (5%); 4,78 (95%)
^{222}Rn	$3,3 \cdot 10^4$	α	5,49
^{218}Po	183	α	6,00
^{214}Pb	1608	β, γ	1,024 max
^{214}Bi	1182	β, γ	3,272 max
^{214}Po	$1,6 \cdot 10^{-8}$	α	7,69

Радон, ^{222}Rn , је радиоактивни елемент који заједно са својим краткоживећим потомцима има највећи удео у укупном излагању људи. ^{222}Rn и његови потомци имају допринос од преко 55% у укупном излагању опште популације, узимајући у обзир и природне и вештачке изворе зрачења, (UNSCEAR, 2006; ICRP 32, 1981; Darby и др, 1998). Сви остали природни извори зрачења имају удео од око 26%, а затим следе вештачки извори, од којих је најзначајнија дијагностичка радиологија. На Слици 1.3 приказана је расподела доприноса разних извора који учествују у озрачивању опште популације, (UNSCEAR, 2008; NCRP Report 93, 1987).

Потомци ^{222}Rn присутног у атмосфери се могу таложити у земљишту или у воденим системима, где преко биљака и животиња доспевају у ланац исхране. Концентрација радона на отвореном простору је обично мања од $10 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-3}$, (UNSCEAR Report, 2006; Yu и др, 2006). Ова концентрација не представља значајну радијациону опасност. Међутим, у затвореним просторијама са слабом вентилацијом радон се акумулира, (Zhuo и др, 2001). Концентрација радона може достићи висок ниво у

случају када је јачина извора радона велика, а вентилација слаба. Високе концентрације радона реда величине неколико стотина $Bq \cdot m^{-3}$ и више и представљају значајну радијациону опасност, (BEIR VII, 2006; Jolyon и др, 2009).

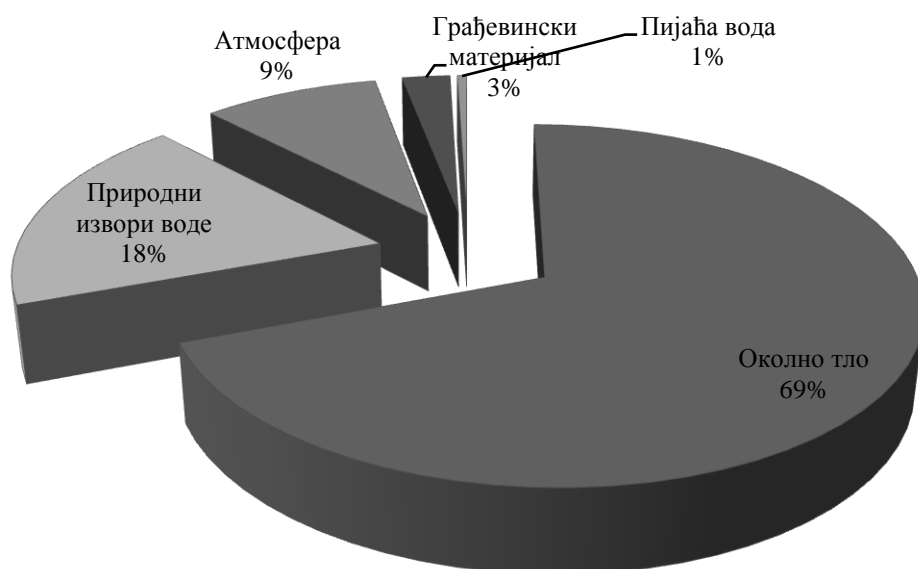


Слика 1.3 Релативни значај појединих извора зрачења који доприносе популационој дози, (UNSCEAR, 2008)

Концентрација радона у просторијама највише зависи од јачине извора радона који може бити слој земљишта испод грађевине као и материјал коришћен у изградњи објекта. Један од честих начина којима радон доспева у просторије је путем воде, а могућа је контаминација и путем гаса који се користи у домаћинству. На Слици 1.4 представљен је релативни значај извора радона у затвореним просторијама. Земљиште је највећи извор радона, (Eisenbud и Gasell, 1997), из којег кроз пукотине и материјал коришћен у изградњи дифузијом и конвекцијом, (Fleischer и др, 1997), радон доспева у просторије где се акумулира.

Поред јачине извора ^{222}Rn , његова концентрација зависи од интензитета вентилације просторија. Јачина вентилације представља број измена укупне количине ваздуха у току једног сата у тој просторији и изражава се у h^{-1} . На концентрацију радонових потомака у затвореним просторијама такође утиче њихово таложење на зидове просторија и остале унутрашње површине, (Stevanovic и др, 2009). Понашање радонових потомака унутар просторија се може описати моделом који се састоји од

низа диференцијалних једначина у којима фигуришу одређени параметри. Овај модел се назива Јакобијев модел (Jacobi, 1972) и узима у обзир радиоактивни распад, уклањање радионуклида вентилацијом, припајање аеросолима присутним у ваздуху, одвајање од аеросола узмаком језгра при распаду и депозицију радионуклида на зидове просторија. Детаљни опис Јакобијевог модела је дат у посебној глави. У оквиру овог рада је развијен теоријски модел који процењује параметре Јакобијевог модела, што ће бити представљено у Теоријском делу рада.



Слика 1.4 Релативан значај извора радона ^{222}Rn у затвореним просторијама (UNSCEAR, 2006)

Када се ^{222}Rn нађе у затвореним просторијама, било у стамбеном или подрумском простору, у рудницима и слично, он се униформно распоређује по запремини просторије, (Urosevic и др, 2008). Услед повећане концентрације тј. нагомилавања радонових потомака расте радијациони ризик. Концентрација радона у затвореним просторијама може природно варирати где промене могу бити дневне, сезонске и годишње, (UNSCEAR Report, 2008).

Радонови потомци су знатно опаснији по човека од самог радона. Радон доприноси инхалационој дози свега око 1%, док осталих 99% дозе доприносе краткоживећи радонови потомци ^{218}Po , ^{214}Pb , (Daniel, 2006; Marsh и др, 2008). Након удисања они се таложе на унутрашњим слојевима дисајних путева, где се распадају,

или се различитим механизмима преносе у крвоток и гастроинтестинални тракт. Такође је значајан механизам чишћења путем покретања мукуса на више чиме се наталожени материјал путем секрета избацује из организма. Премештање у лимфне жлезде је још један од могућих механизма уклањања наталоженог материјала. Приликом распада радонови потомци наталожени у плућима емитују зрачење које се простире кроз околно ткиво и оштећује га. ICRP 66 публикација је идентификовала шест различитих врста ткива која су посебно радиоосетљива, (ICRP 66, 1994).

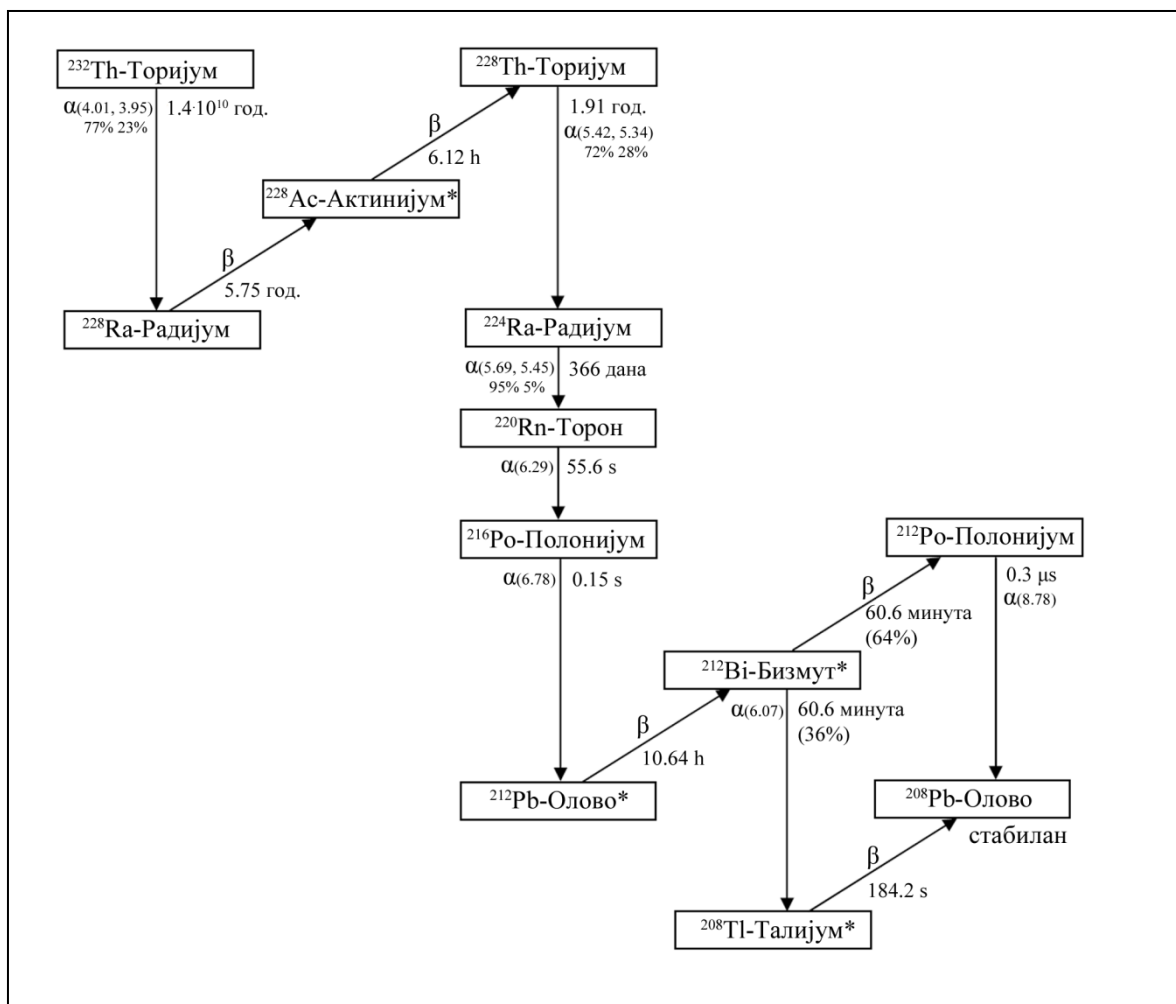
Због кратког дometа алфа честица, најбитнији вид излагања људи који је од значаја јесте унутрашње излагање при чему је инхалација најзаступљенији начин уношења у организам. Због тога радон и његови потомци представљају потенцијални ризик за настанак канцера плућа. Додатни радијациони ризици по остала ткива и органе су такође препознати. Процене доза показују да уношењем воде која садржи висок ниво радона може довести до значајно повећаног ризика од стомачног канцера (NRC, 1999). Такође постоји индикација да депозиција радонових потомака може, под одређеним околностима, допринети значајној дози у осетљивим ћелијама коже са појавом канцера као последице (NRPB, 1997).

1.1.2 Опште карактеристике торона и његових потомака

Торон, ^{220}Rn , је изотоп радона и такође је инертан племенит гас, који припада радиоактивном низу торијума ^{232}Th . Торон, као и радон, еманацијом из земљишта доспева у ваздух где се може наћи присутан у различитим концентрацијама. Уколико се ради о затвореним и слабо проветраваним просторијама може у извесној мери доћи до акумулације торона и његових потомака, (Steinhausler, 1996).

На Слици 1.5 је приказана шема низа радиоактивног распада торијума. Како су радон и торон чланови различитих ланаца распада, однос између концентрације радона и торона ће делом зависити од концентрација урана и торијума у околном земљишту, стенама или грађевинском материјалу, (Shukla и др, 1995). Време полураспада торона је знатно краће од радона ($T_{1/2}(^{222}\text{Rn})=3.82$ дана) и износи 55 s, због чега је раздаљина коју торон може прећи пре него што се распадне знатно мања, тако да се присутност торона у околини знатно разликује од присутности радона, (UNSCEAR, 2000). Због тога је у многим случајевима занемариван допринос дози од стране инхалираних

торонових потомака. Међутим многе студије су показале да концентрација торона на многим локацијама је истог реда величине као и концентрација радона и да утицај торона не треба занемарити (Steinhausler, 1994; Porstendorfer, 1994).



Слика 1.5 Дијаграм распада ^{232}Th радиоактивног низа са временом полуживота сваког радионуклида и енергијом α честице у MeV -има. Напомене: звездица (*) означава да је радионуклид интензиван гама емитер

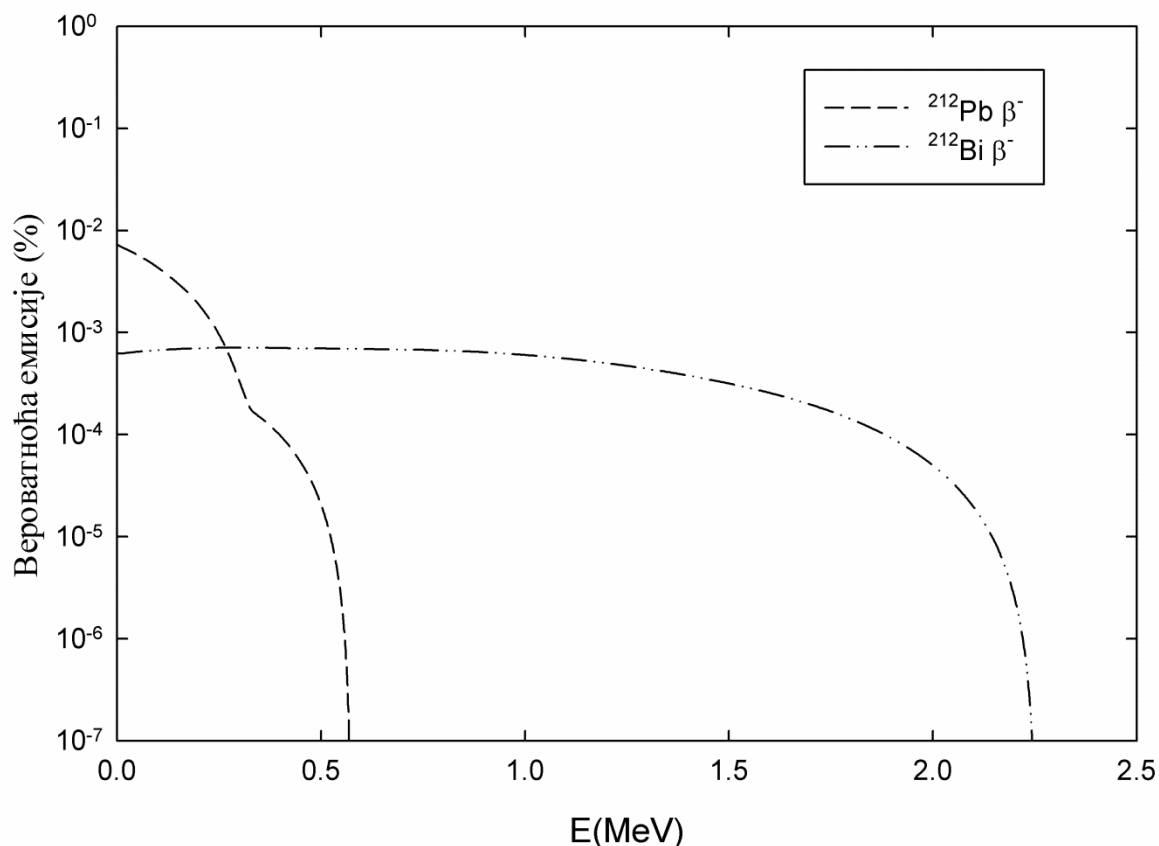
Торон се распада емисијом α честице енергије 6.29 MeV -а при чему се добија ^{216}Po . Полонијум је први у низу торонових краткоживећих потомака и има релативно кратко време полураспада које износи 0.15 s . Распада се емисијом α честице енергије 6.78 MeV -а на ^{212}Pb .

^{212}Pb се распада β^- емисијом коју прати интензивно γ зрачење, Слика 1.6. Као продукт β^- распада ^{212}Pb настаје ^{212}Bi који је такође β^- радиоактиван (64%) са

интензивним пратећим γ зрачењем и временом полураспада од 60.6 минута. Поред β^- емисије ^{212}Bi се са релативном вероватноћом од 36% распада емитујући α честицу енергије 6.07 MeV-а. Шема распада ^{212}Bi се може видети на Слици 1.5.

Спектри бета зрачења торонових потомака ^{212}Pb и ^{212}Bi су приказани на Слици 1.6. У Табелама 1.4 и 1.5 су дате енергије гама зрачења ^{212}Pb и ^{212}Bi респективно, док Табела 1.6 сумира податке о торону и његовим потомцима.

Торонови потомци који настају радиоактивним распадом родитељских језгара су позитивно наелектрисани и интензивно интерагују са околним атомима и молекулима. Најчешћи процеси који се одигравају при интеракцији јесу процеси неутрализације, затим формирања кластера са молекулима водене паре као и процес припајања потомака аеросолима.



Слика 1.6 Бета спектри ^{220}Rn потомака
(Table of Radioactive Isotopes, 2014)

Табела 1.4 Енергије гама зрачења ^{212}Pb и припадајуће вероватноће емисије
(Table of Radioactive Isotopes, 2014)

E(keV)	Вероватноћа емисије	E(keV)	Вероватноћа емисије	E(keV)	Вероватноћа емисије
115.183	0.006077	12.480	0.000955	15.709	0.001150
176.680	0.000534	12.691	0.002772	74.138	0.000182
238.632	0.444478	12.967	0.014987	74.815	0.106859
300.087	0.033669	13.023	0.037673	77.107	0.179639
415.200	0.001468	13.211	0.003182	86.830	0.021454
9.420	0.003387	13.393	0.002084	87.349	0.041163
10.731	0.006775	15.247	0.008007	87.892	0.001232
10.839	0.060153	15.582	0.000944	89.784	0.014987
11.712	0.000883	15.685	0.001468	90.074	0.003839

Табела 1.5 Енергије гама зрачења ^{212}Bi и припадајуће вероватноће емисије
(Table of Radioactive Isotopes, 2014)

E(keV)	Вероватноћа емисије	E(keV)	Вероватноћа емисије	E(keV)	Вероватноћа емисије	E(keV)	Вероватноћа емисије
39.858	0.052725	952.12	0.008216	12.213	0.059442	16.213	$2.08 \cdot 10^{-5}$
124.10	0.001546	1073.6	0.000773	12.261	0.032379	70.184	$5.32 \cdot 10^{-6}$
144.00	0.000483	1078.62	0.027256	12.390	0.039145	70.833	0.003721
164.00	0.000242	1512.7	0.014015	12.643	0.003818	72.873	0.006283
180.20	0.000155	1620.5	0.072007	12.823	$1.86 \cdot 10^{-5}$	76.172	$1.38 \cdot 10^{-5}$
288.07	0.014981	1679.7	0.002803	13.084	$4.98 \cdot 10^{-5}$	76.863	0.001962
295.10	0.001160	1806.0	0.004349	13.328	0.000285	79.290	0.003291
327.96	0.006717	8.953	0.007152	13.443	0.000768	82.115	0.000725
433.60	0.000580	9.658	$6.67 \cdot 10^{-5}$	13.635	$5.65 \cdot 10^{-5}$	82.574	0.001450
452.83	0.014981	10.172	0.014691	13.778	$4.25 \cdot 10^{-5}$	83.093	$4.06 \cdot 10^{-5}$
473.60	0.002223	10.268	0.130966	14.291	0.012323	84.865	0.000522
492.70	0.000290	10.994	0.001358	14.625	0.010632	85.134	0.000101
576.00	$3.87 \cdot 10^{-5}$	11.016	0.000129	14.683	0.002030	89.256	0.000392
620.40	0.000174	11.130	0.001150	14.738	0.014015	89.807	0.000749
727.33	0.317992	11.812	0.001981	15.742	0.000165	90.363	$2.32 \cdot 10^{-5}$
785.37	0.053256	11.931	0.032379	16.077	$1.79 \cdot 10^{-5}$	92.317	0.000277
893.41	0.018268	12.085	$1.85 \cdot 10^{-5}$	16.203	$3.19 \cdot 10^{-5}$	92.618	$7.78 \cdot 10^{-5}$

Табела 1.6 Физичке особине торона и његових краткоживећих потомака

радионуклид	$T_{1/2}$ (s)	врста распада	Енергија (MeV)
^{224}Ra	$3.16 \cdot 10^7$	α	5.69 (95%); 5.45 (5%)
^{220}Rn	55.6	α	6.29
^{216}Po	0.15	α	6.78
^{212}Pb	38304	α (36%) β, γ (64%)	6.07 0.574 max
^{212}Bi	3636	β, γ	2.254 max
^{212}Po	$0.3 \cdot 10^{-6}$	α	8.78

Просечна концентрација торијума у земљишту је процењена на $25 \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$, (UNSCEAR, 2000). Земљиште у чији састав улази гранит може имати повећане концентрације торијума. Један од потомака торијума ^{232}Th је радијум (^{224}Ra). По распаду ^{224}Ra формира се торон, ^{220}Rn . Типична концентрација торона у ваздушним порам земљишта на већим дубинама је око $20 \text{ kBq}\cdot\text{m}^{-3}$ (за земљишта са концентрацијом торона од $25 \text{ Bq}\cdot\text{kg}^{-1}$, порозношћу од 50%, густином $1.5 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ и коефицијентом еманације 0.3; Ramachandran и Soho, 2009).

Олово је најзначајнији радионуклид у тороновом ланцу који има релативно велико време полураспада од 10.64 h тако да се знатна фракција олова депонованог у бронхијалном епителијалном ткиву људског респираторног тракта може апсорбовати у крв. На тај начин се путем крви преноси до других органа и може проузроковати велику биолошку штету, (Amgarou, 2002).

Када се нађе у затвореним просторијама торон се за разлику од радона не распоређује униформно по запремини, (Urošević и др, 2008; Yamasaki и др, 1995). Торониви потомци се као и радонови приликом инхалације таложе на унутрашњим слојевима дисајних цевчица респираторног тракта где се распадају и озрачују околно ткиво. Осим распада постоје и други процеси уклањања, међу које спадају процеси апсорпције и транслокације. Путем апсорпције у крв, потомци могу доћи до осталих органа људског организма и допринети дози у њима. Поред унутрашњег озрачивања битно је напоменути да је озрачивање тороновим потомцима могуће и услед спољашњих извора. Пре свега се мисли на озрачивање тороновим потомцима присутних у атмосфери који су емитери β и γ зрачења високих енергија, (Ramachandran, 2009).

1.2 Јакобијев модел понашања потомака у просторијама

Понашање радона, торона и њихових потомака у просторијама се описује параметарским диференцијалним једначинама (Jacobi, 1972), које у обзир узимају радиоактивни распад, уклањање радионуклида путем вентилације просторија, припајање аеросолима и депозицију на зидовима просторије. Параметри који описују ове процесе су константа распада λ_i , брзина вентилације λ_v , брзина припајања λ_a , и брзина депозиције неприпојених и припојених потомака λ_d^u , λ_d^a . У сажетој форми једначине Јакобијевог модела се могу записати као:

$$\frac{\partial N_i^u}{\partial t} = \lambda_i N_{i-1}^u + p_{i-1} \lambda_i N_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u) N_i^u \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial N_i^a}{\partial t} = \lambda_a N_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i N_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a) N_i^a \quad (1.2)$$

где се горњи индекс, u , односи на слободну или неприпојену фракцију (airborne-unattached) а доњи индекс, a , на фракцију припојену аеросолима (aerosol-attached) ^{222}Rn и ^{220}Rn потомака унутар просторије; p_{i-1} је фактор узмака или вероватноћа одвајања i -тог потомка од аеросола услед распада родитељског радионуклида који је припојен аеросолу или депонован на зидовима просторије ($p_{i-1} \neq 0$ у случају α -распада и $p_{i-1} = 0$ за β -распад), и N_i описује концентрације потомака. За ^{222}Rn и ^{220}Rn ($i = 0$), $N_0 = N_0^u$ и $N_0^a = N_0^d = 0$, а за сваки ^{222}Rn и ^{220}Rn потомак i , укупна концентрација у ваздуху је збир слободне и припојене фракције је $N_i = N_i^u + N_i^a$.

Да би се описала нека реална ситуација, мора се узети у обзир да константе у једначинама 1.1 и 1.2, осим константи распада (оне су физичке константе и не зависе од спољшњих околности), веома зависе од геометрије просторије, концентрације аеросола, кретања ваздуха, амбијенталних услова као и навика особа које насељавају ове просторије.

Експериментално мерење параметара Јакобијевог модела је веома тешко због тога што они зависе како од времена тако и од амбијенталних фактора. На пример, неколико аутора је описало технику мерења брзине депозиције и брзине вентилације

(Mishra и др, 2009; Posner и др, 2003). Препоручено трајање времена мерења од стране аутора је било 90 дана. На другој страни брзина вентилације је мерена на моделима просторије димензија dm^3 и тако добијени резултати су потом скалирани на стварне димензије собе. Ови примери показују да мерење параметара Јакобијевог модела није тривијално и захтева компликованије методе или дуге временске периоде. Због тога се за одређивање концентрација потомака у просторијама прибегава коришћењу процењених вредности параметара на основу већег броја већ измерених вредности које су усредњене. Табела 1.7 приказује типичне интервале параметара Јакобијевог модела и њихове најбоље процене (Amagrou и др, 2003).

Табела 1.7 Параметри Јакобијевог модела ($y h^{-1}$)

Параметар	Симбол	Опсег	Средња вредност
Јачина вентилације	λ_v	0.2 - 2	0.55
Јачина припајања	λ_a	5 - 500	50
Јачина депозиције неприпојених	λ_d^u	5 - 110	20
Јачина депозиције припојених	λ_d^a	0.05 - 1.1	0.2

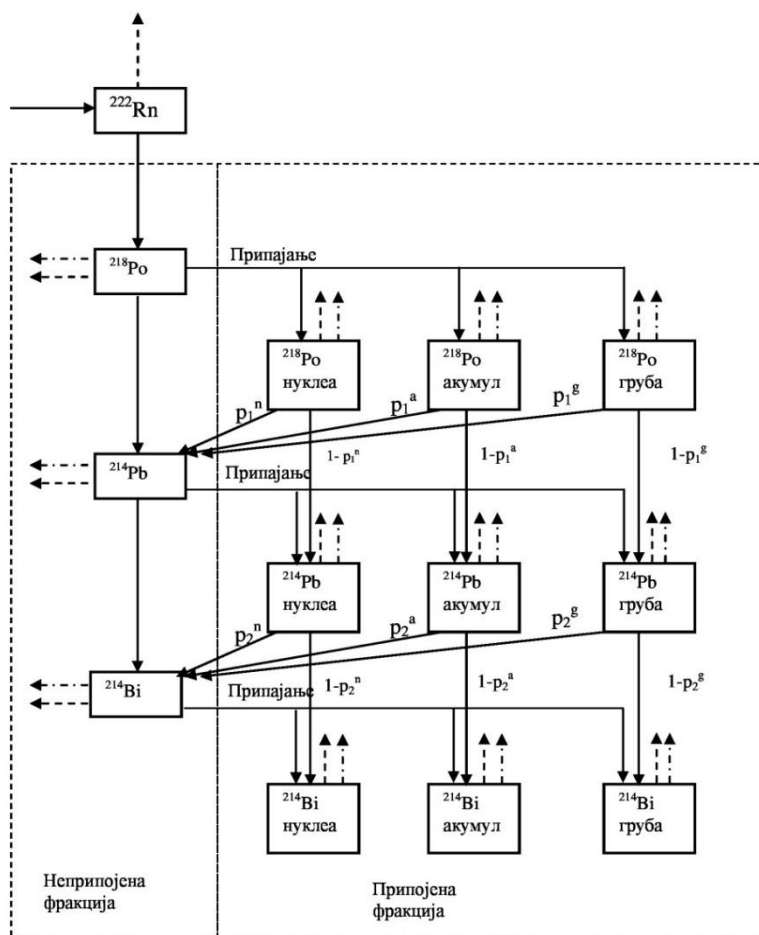
У случају успостављања равнотеже између процеса који се одигравају у просторији (вентилација, припајање и депозиција) једначине 1.1 и 1.2 попримају једноставнију форму:

$$C_i^u = \frac{\lambda_i (C_{i-1}^u + p_{i-1} C_{i-1}^a)}{\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u} \quad (1.3)$$

$$C_i^a = \frac{\lambda_a C_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i C_{i-1}^a}{\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a} \quad (1.4)$$

Уколико се амбијентални услови у просторији не мењају драстично у току времена (брзина вентилације је константна као и концентрација аеросола), равнотежно стање се успоставља, при чему је оправдано коришћење једначина 1.3 и 1.4. Треба напоменути да се занемарује концентрација слободне неприпојене и припојене фракције ван просторије (спољашња атмосфера), где је концентрација веома мала у односу на исту у просторији.

Оригинални Јакобијев модел понашања потомака у просторијама се базирао на једномодалној расподели аеросола којима се припајају потомци. Извесни експериментални подаци су показали да је расподела аеросола по величини тримодална (Porstendorfer и Reineking, 2000), где су уведене нуклеациона (nucleation), акумулациона (accumulation) и груба (coarse) мода. У раду аутора Nikezic и Stevanovic, (2007), процењене су средње вредности брзине депозиције потомака припојених аеросолима за сваку моду. Дијаграм који описује понашање радонових потомака у просторији са тримодалном расподелом аеросола је дат на Слици 1.7.



Слика 1.7 Шема понашања радонових потомака у просторији. Испрекиданим линијама је представљена вентилација; испрекиданим линијама са тачкицама је представљена депозиција; пуним линијама је представљен распад и болдираним пуним линијама је представљено припајање и одвајање. Десни блок представља припојену фракцију док леви представља неприпојене потомке.

Једначине на основу којих се одређује концентрација радона и неприпојеног ^{218}Po си исте као и у стандардном Јакобијевом моделу:

$$\frac{dN_0}{dt} = S - \lambda_0 N_0 - \lambda_v N_0 \quad (1.5)$$

где је N_0 концентрација ^{222}Rn атома $\cdot \text{m}^{-3}$ и S је јачина извора атома радона у атомима $\cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$, λ_0 је константа распада ^{222}Rn , λ_v је брзина вентилације. Распадом ^{222}Rn настаје неприпојени атом ^{218}Po у ваздуху чија је концентрација:

$$\frac{dN_1^u}{dt} = \lambda_0 N_0 - N_1^u (\lambda_1 + \lambda_v + \lambda_d^u + \lambda_a) \quad (1.6)$$

где је N_1^u концентрација неприпојених ^{218}Po у атомима $\cdot \text{m}^{-3}$. Први члан у једначини (1.6) $\lambda_0 N_0$, представља број атома ^{218}Po насталих распадом ^{222}Rn . Неприпојени атоми се могу припојити аеросолима и ваздуху јачином припајања λ_a , или се могу уклонити из ваздуха депозицијом, λ_d^u , вентилацијом, λ_v или распадом λ_1 .

Наредне три релације описују концентрације ^{218}Po атома за три моде припојене фракције:

$$\frac{dN_1^{nucl}}{dt} = \lambda_a^{nucl} N_1^u - N_1^{nucl} (\lambda_1 + \lambda_v + \lambda_d^{nucl}) \quad (1.7)$$

$$\frac{dN_1^{ac}}{dt} = \lambda_a^{ac} N_1^u - N_1^{ac} (\lambda_1 + \lambda_v + \lambda_d^{ac}) \quad (1.8)$$

$$\frac{dN_1^{co}}{dt} = \lambda_a^{co} N_1^u - N_1^{co} (\lambda_1 + \lambda_v + \lambda_d^{co}) \quad (1.9)$$

где су N_1^{nucl} , N_1^{ac} и N_1^{co} концентрације ^{218}Po атома у нуклеационој, акумулационој и грубој моди. Први члан на десној страни релација (1.7-9) представља припајање неприпојених атома ^{218}Po у одређеној моди. Параметри λ_a^{nucl} , λ_a^{ac} и λ_a^{co} су брзине припајања у нуклеационој, акумулационој и грубој моди. Други члан у једначинама (1.7-9) представља смањивање концентрације ^{218}Po атома услед распада, вентилације и депозиције. На исти начин се једначине развијају за остале потомке:

$$\frac{dN_2^u}{dt} = \lambda_1 N_1^u + \lambda_1 (p_1^{nucl} N_1^{nucl} + p_1^{ac} N_1^{ac} + p_1^{co} N_1^{co}) - N_2^u (\lambda_2 + \lambda_v + \lambda_d^u + \lambda_a) \quad (1.10)$$

$$\frac{dN_2^{nucl}}{dt} = \lambda_a^{nucl} N_2^u + (1 - p_1^{nucl}) \lambda_1 N_1^{nucl} - N_2^{nucl} (\lambda_2 + \lambda_v + \lambda_d^{nucl}) \quad (1.11)$$

$$\frac{dN_2^{ac}}{dt} = \lambda_a^{ac} N_2^u + (1 - p_1^{ac}) \lambda_1 N_1^{ac} - N_2^{ac} (\lambda_2 + \lambda_v + \lambda_d^{ac}) \quad (1.12)$$

$$\frac{dN_2^{co}}{dt} = \lambda_a^{co} N_2^u + (1 - p_1^{co}) \lambda_1 N_1^{co} - N_2^{co} (\lambda_2 + \lambda_v + \lambda_d^{co}) \quad (1.13)$$

$$\frac{dN_3^u}{dt} = \lambda_2 N_2^u + \lambda_2 (p_3^{nucl} N_2^{nucl} + p_3^{ac} N_2^{ac} + p_3^{co} N_2^{co}) - N_3^u (\lambda_3 + \lambda_v + \lambda_d^u + \lambda_a) \quad (1.14)$$

$$\frac{dN_3^{nucl}}{dt} = \lambda_a^{nucl} N_3^u + (1 - p_2^{nucl}) \lambda_2 N_2^{nucl} - N_3^{nucl} (\lambda_3 + \lambda_v + \lambda_d^{nucl}) \quad (1.15)$$

$$\frac{dN_3^{ac}}{dt} = \lambda_a^{ac} N_3^u + (1 - p_2^{ac}) \lambda_2 N_2^{ac} - N_3^{ac} (\lambda_3 + \lambda_v + \lambda_d^{ac}) \quad (1.16)$$

$$\frac{dN_3^{co}}{dt} = \lambda_a^{co} N_3^u + (1 - p_2^{co}) \lambda_2 N_2^{co} - N_3^{co} (\lambda_3 + \lambda_v + \lambda_d^{co}) \quad (1.17)$$

У горњим једначинама, $p_1^{nuc,acc,co}$ су фактори узмака по алфа распаду од ^{218}Po атома у одговарајућим модама. $p_2^{nuc,acc,co}$ су фактори узмака после бета распада атома ^{214}Pb , који су узети једнаким нули.

У кондензованој форми горње једначине се могу записати као:

$$\frac{dN_k^u}{dt} = \lambda_{k-1} N_{k-1}^u + \lambda_{k-1} (p_k^{nucl} N_{k-1}^{nucl} + p_k^{ac} N_{k-1}^{ac} + p_k^{co} N_{k-1}^{co}) - N_k^u (\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^u + \lambda_a) \quad (1.18)$$

$$\frac{dN_k^{nucl}}{dt} = \lambda_a^{nucl} N_k^u + (1 - p_{k-1}^{nucl}) \lambda_{k-1} N_{k-1}^{nucl} - N_k^{nucl} (\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^{nucl}) \quad (1.19)$$

$$\frac{dN_k^{ac}}{dt} = \lambda_a^{ac} N_k^u + (1 - p_{k-1}^{ac}) \lambda_{k-1} N_{k-1}^{ac} - N_k^{ac} (\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^{ac}) \quad (1.20)$$

$$\frac{dN_k^{co}}{dt} = \lambda_a^{co} N_k^u + (1 - p_{k-1}^{co}) \lambda_{k-1} N_{k-1}^{co} - N_k^{co} (\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^{co}) \quad (1.21)$$

У случају равнотежног стања, изводи на левој страни су једнаки нули, тако да се једначине сведу на линеарне једначине које се могу записати у кондензованој форми:

$$N_k^u = \frac{\lambda_{k-1} N_{k-1}^u + \lambda_{k-1} (p_k^{nucl} N_{k-1}^{nucl} + p_k^{ac} N_{k-1}^{ac} + p_k^{co} N_{k-1}^{co})}{\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^u + \lambda_a} \quad (1.22)$$

$$N_k^{nucl} = \frac{\lambda_a^{nucl} N_k^u + (1 - p_{k-1}^{nucl}) \lambda_{k-1} N_{k-1}^{nucl}}{\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^{nucl}} \quad (1.23)$$

$$N_k^{ac} = \frac{\lambda_a^{ac} N_k^u + (1 - p_{k-1}^{ac}) \lambda_{k-1} N_{k-1}^{ac}}{\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^{ac}} \quad (1.24)$$

$$N_k^{co} = \frac{\lambda_a^{co} N_k^u + (1 - p_{k-1}^{co}) \lambda_{k-1} N_{k-1}^{co}}{\lambda_k + \lambda_v + \lambda_d^{co}} \quad (1.25)$$

$k=1,2,3$.

На аналоган начин се могу записати једначине Јакобијевог модела за торонове потомке, где се у једначинама 1.5 – 1.25 узимају константе радиоактивног распада

одговарајућих торонових потомака. Вредности параметара проширеног Јакобијевог модела који укључује тримодалну расподелу су дате у Табели 1.8.

Табела 1.8 Параметри Јакобијевог модела за тримодалну расподелу
(Nikezic и Stevanovic, 2007)

Параметар	Најбоље процењена вредност	Опсег параметра
λ_v	0.55 h^{-1}	$0.2\text{--}2 \text{ h}^{-1}$
λ_a	50 h^{-1}	$5\text{--}500 \text{ h}^{-1}$
λ_d^u	20 h^{-1}	$5\text{--}110 \text{ h}^{-1}$
λ_d^a нуклеациона мода	1.2 h^{-1}	$0.05\text{--}1.2 \text{ h}^{-1}$
λ_d^a акумулациона мода	0.2 h^{-1}	$0.05\text{--}1.2 \text{ h}^{-1}$
λ_d^a груба мода	0.2 h^{-1}	$0.05\text{--}1.2 \text{ h}^{-1}$

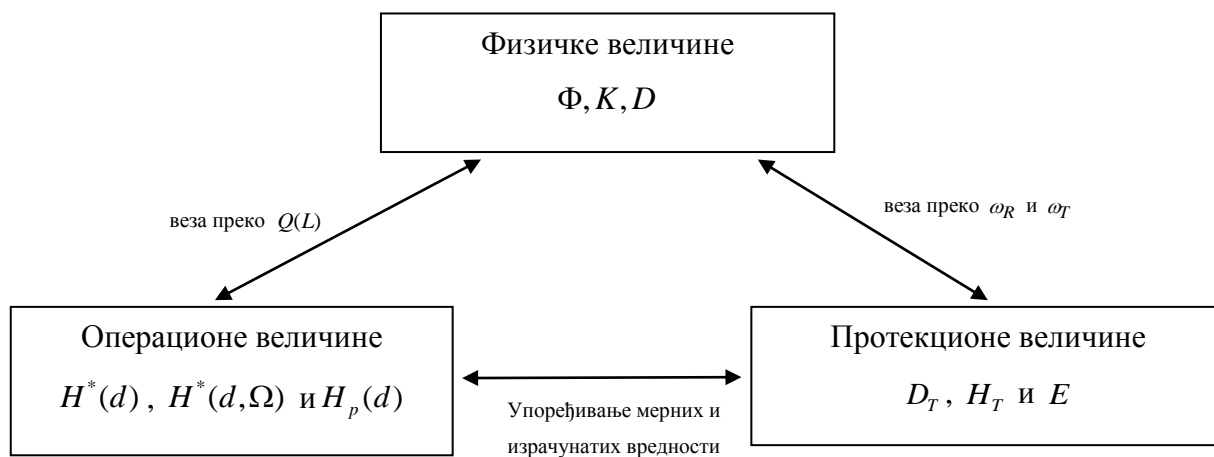
У овом раду понашање радонових потомака је разматрано са аспекта Брауновог кратана потомака у атмосфери просторија, на основу чега су одређени параметри Јакобијевог модела. Детаљан опис и резултати су приказани у другом делу рада.

1.3 Физичке величине и јединице којима се описује понашање радонових и торонових потомака

1.3.1 Основне величине у радијационој физици

Величине које се користе у радијационој физици се могу поделити на физичке, операционе и протекционе. Физичке величине у радијационој физици су флуенс, Φ , апсорбована доза, D и керма, K . Ове величине се доводе у везу са операционим величинама дефинисаним од стране Међународне комисије за радијационе јединице и мерења (ICRU-International Commission on Radiation Units and Measurements), као и са протекционим величинама дефинисаним од стране Међународне комисије за заштиту од зрачења (ICRP – International Commission on Radiation Protection). У операционе величине спадају амбијентални дозни еквивалент, $H^*(d)$, дирекциони дозни еквивалент, $H^*(d, \Omega)$ и лични дозни еквивалент, $H_p(d)$. Систем протекционих величина чине средња апсорбована доза у органу, D_T , еквивалентна доза, H_T и ефективна доза, E .

Између физичких, операционих и протекционих величина успостављена је корелација, чиме је добијен један систем корелираних величина приказан на Слици 1.8.



Слика 1.8 Веза између физичких, операционих и протекционих величина

Првенствено је неопходно увести неке величине које су довеле до дефинисања величина које се тренутно користе у заштити од зрачења.

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

$$\eta = \frac{D_0}{D_x}, \quad (1.26)$$

где је η RBE, и D_0 и D_x дозе еталонског и датог зрачења при којима се опажа исти биолошки ефекат, (Ivanovic, 1978). Као еталонско зрачење узима се x' -зрачење са граничном енергијом фотона до 200 keV. За еталонско зрачење $\eta=1$. Треба напоменути да се за фотоне свих енергија узима да је $\eta=1$.

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

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dl} \right)_{\Delta}, \quad (1.27)$$

где је dE средњи губитак енергије, условљен таквим интеракцијама на путу dl при којима је предата енергија мања од задате вредности Δ , (Ivanovic, 1978). Енергија прага, Δ , која улази у формулу (3.2) се најчешће односи на енергију δ (делта) електрона. При проласку наелектрисаних честица кроз материју оне губе своју енергију у актима еластичних и нееластичних судара. У процесима интеракције може доћи до стварања секундарних такозваних δ електрона који поседују довољно енергије за даљу јонизацију средине и неки могу образовати сопствени траг. Ако се у акту интеракције наелектрисане честице при проласку кроз материју ствара δ електрон са енергијом већом од Δ онда се та енергија не укључује у вредност dE . Избор енергије прага Δ зависи од конкретних услова.

Дозни еквивалент, H , се дефинише као производ следећих фактора:

$$H = Q \cdot N \cdot D, \quad (1.28)$$

где је Q фактор квалитета зрачења и има исте нумеричке вредности као и радијациони тежински фактори, N је производ осталих модификујућих фактора, а D је апсорбована доза.

1.3.1.1 Физичке величине

Флуенс, Φ , представља број честица које пресецају физички малу сферу око неке тачке у којој се флуенс одређује по јединичној површини дате сфере:

$$\Phi = \frac{dN}{dS}. \quad (1.29)$$

КЕРМА (Kinetic Energy Released in Material) представља суму иницијалних кинетичких енергија свих наелектрисаних честица насталих проласком индиректно јонизујућег зрачења у одређеном материјалу масе dm у процесима јонизације:

$$K = \frac{dE_K}{dm} \quad (1.30)$$

Јединица за керму је греј, $1\text{Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$.

Апсорбована доза, D , представља енергију предату неком елементу запремине по јединици масе елемента запремине:

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (1.31)$$

Јединица за апсорбовану дозу је греј, $1\text{Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}$.

1.3.1.2 Операционе величине

Операционе величине се уводе у заштити од зрачења као мера екстерног излагања (било да се ради о мониторингу неке области или личном мониторингу). Ове величине у принципу треба да дају процену вредности горње границе регулаторних величина. Операционе величине су потребне за мониторинг услед екстерног излагања јер су протекционе величине немерљиве величине.

За дефиницију операционих величина потребно је увести концепт проширеног поља и ICRU сфере. Проширено поље је тако дефинисано да флуенс и енергетска расподела у запремини од интереса имају исту вредност као и реално физичко поље у датој тачки. Проширено и усмерено поље је проширено поље код којег вредности

флуенса нису изотропне, већ усмерене у једном правцу. ICRU сфера је сфера полупречника 15cm сачињена од ткивно еквивалентног материјала густине 1g/cm^3 .

Амбијентални дозни еквивалент, $H^*(d)$, представља дозни еквивалент на дубини d , ICRU сфере, на радијусу супротном од правца усмереног поља, настао од одговарајућег проширеног поља. Дубина на којој се мери дозни еквивалент износи 10mm за продорно и 0.07mm за слабо продорно зрачење.

Дирекциони дозни еквивалент, $H^*(d, \vec{\Omega})$, представља дозни еквивалент који би се произвео у правцу Ω на дубини d ICRU сфере у одговарајућем проширеном и усмереном пољу. Вредности d на којима се дирекциони дозни еквивалент одређује су исте као и за амбијентални дозни еквивалент.

Лични дозни еквивалент, $H_p(d)$, се дефинише као дозни еквивалент у ICRU ткиву на одговарајућој дубини d , испод посматране тачке на телу. Мења се од места посматрања на телу и зависи и од појединца, тако да представља вишевредносну величину.

1.3.1.3 Протекционе величине

Основна идеја протекционих величина је да се направи корелација између ризика излагању јонизујућем зрачењу (од екстерних или интерних извора) и једне дозне величине која ће у обзир узимати различите осетљивости различитих ткива и органа на различите врсте зрачења. Та величина је ефективна доза и за њу се везују границе излагања људи. Како би се одредила ефективна доза неопходно је познавање апсорбоване и еквивалентне дозе у ткиву или органу, као и квалитет зрачења.

Апсорбована доза, $D_{T,R}$, представља енергију коју јонизујуће зрачење, R , преда ткиву, T , јединичне масе. Јединица за апсорбовану дозу је греј, $1\text{Gy}=1\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$.

Еквивалентна доза, H , је уведена од стране ICRU (International Commission on Radiation Units and Measurements) Комисије, (ICRU, 1962). године, као величина која се користи у заштити од јонизујућег зрачења. Првобитна дефиниција еквивалентне дозе је била дата једначином (1.28). Касније је дефиниција ове величине добила облик:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} , \quad (1.32)$$

Сада се величина дефинисана преко квалитета зрачења назива дозни еквивалент, (dose equivalent), а преко радијационих тежинских фактора еквивалентна доза (equivalent dose).

Јединица за еквивалентну дозу је сиверт, $S_V = J \cdot kg^{-1}$. Еквивалентна доза је димензионо једнака апсорбованој с обзиром да је w_R бездимензиона величина.

Ефективна доза, E , је величина уведена од стране ICRP са циљем да се процени ризик стохастичких ефеката. Ова величина се дефинише као еквивалентна доза помножена ткивним тежинским факторима w_T (ICRP 60, 1991):

$$E = \sum w_T H_T , \quad (1.33)$$

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

SI јединица за ефективну дозу је сиверт, S_V , иста као и за еквивалентну дозу, што може да створи забуну у пракси.

Радијациони тежински фактор, w_R . Метод утежњавања различитих врста зрачења се користи још од раних шездесетих у оквиру дефиниције величина заштите од зрачења. Пре 1991. године утежњавање зрачења се вршило примењујући фактор квалитета зрачења користећи специфичну $Q(L)$ функцију, (ICRP 26, 1977). У (ICRP 60, 1991) радијациони тежински фактори су различито дефинисани за протекционе и операционе дозне величине коришћене у одређивању излагања. За протекционе величине је дефинисан радијациони тежински фактор w_R којим се множи апсорбована доза да би

се одредили ефекти различитог зрачења. За операционе величине се задржала $Q(L)$ функција. У протекционе величине спадају апсорбована доза у органу T , D_T , еквивалентна доза у неком органу T , H_T и ефективна доза, E . Концепт радијационих тежинских фактора се базира на биолошким ефектима које индукују различите врста зрачења. Биолошки ефекат који производи одређено зрачење зависи од својства депозиције енергије дуж путање наелектрисане честице. Радијационим тежинским факторима се множи апсорбована доза да би се узеле у обзир разлике између различитих типова зрачења, тј. да би се урачунале различитости у вредностима LET-а и RBE-а. Историјски гледано вредности радијационих тежинских фактора су првобитно приказани у (ICRP 60, 1991) у оквиру дефиниција протекционих величина. Њихове вредности су приказане у Табели 3.1, (ICRP 60, 1991).

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

Табела 1.9 Радијациони тежински фактори, (ICRP 60, 1991)

Тип зрачења	Енергија	w_R
Фотони	све вредности	1
Електрони и миони	све вредности	1
Неутрони	<10 keV	5
	10 keV – 100 keV	10
	100 keV – 2 MeV	20
	2 MeV – 20 MeV	10
	>20 MeV	5
Протони	>MeV	5
Алфа честице, фисиони фрагменти, тешка језгра	све вредности	20

Процедура усредњавања при одређивању w_R је довела до одређених проблема, поготово у случају излагања спољашњем ниско енергетском неутронском зрачењу где секундарни електрони (зрачење са малим LET) значајно доприносе дози ткива и

органа, (Dietze и Alberts, 2004). Због тога усредњени w_R у ткиву или органу изложеном нискоенергетским неутронима зависи од позиције ткива или органа у телу и упадног правца зрачења. Овај проблем је детаљно дискутован у (ICRP 92, 2003) и у (ICRP 103, 2007) су одређене нове вредности радијационих тежинских фактора, које су приказане у Табели 1.10. Све вредности у Табели 1.10 се односе на упадно зрачење на тело или на спољашња зрачења емитована из извора.

Табела 1.10 Радијациони тежински фактори, (ICRP 103, 2007)

Врста зрачења	w_R
Фотони	1
Електрони и миони	1
Протони и наелектрисани миони	2
Алфа честице, фисиони фрагменти, тешки јони	20
Неутрони	Континуална крива у функцији од енергије неутрона (видети Слику В.4 и Једначину В.3.16 у (ICRP 103, 2007))

Ткивни тежински фактор, w_T , је вероватноћа појаве канцера на неком органу или ткиву у случају униформне озрачености целог тела; има специфичне вредности за различите врсте ткива и органа и урачунава различите осетљивости ткива и органа у људском телу на зрачење. w_T вредности предложене од стране (ICRP 26, 1977), су базиране на ризику смртних случаја услед канцера и озбиљних наследних болести у прве две генерације. Изведени су из студија популације преживеле атомско бомбардовање Хирошима и Нагаскија крајем Другог Светског рата. У ICRP 60, (1991) је даље развијен овај концепт укључивањем низа ткивних тежинских фактора базираних на опширнијим епидемиолошким студијама. Вредности ткивних тежинских фактора су дате у Табели 1.11.

Године 2007, ICRP комисија усвојила нове вредности ткивних тежинских фактора, узимајући у обзир нова сазнања о ефектима јонизујућих зрачења, (ICRP 103, 2007). Овакав приступ даје много прикладнију базу за одређивање штетног утицаја

зрачења на здравље људи. У Табели 1.11 су приказани актуелни ткивни тежински фактори, (ICRP 103, 2007).

Табела 1.11 ICRP препоруке ткивних тежинских фактора у оквиру публикација (ICRP 26, 1977; ICRP 60, 1990; ICRP 103, 2007)

Ткиво	Ткивни тежински фактор, w_T		
	1977 Извештај 26	1990 Извештај 60	2007 Извештај 103
Коштана срж	0.03	0.01	0.12
Бешика	-	0.05	0.04
Груди	0.15	0.05	0.12
Дебело црево	-	0.12	0.12
Гонаде	0.25	0.20	0.08
Јетра	-	0.05	0.04
Плућа	0.12	0.12	0.12
Једњак	-	0.05	0.01
Црвена коштана срж	0.12	0.12	-
Кожа	-	0.01	0.01
Стомак	-	1.12	0.12
Тироида	0.03	0.05	0.04
Површина костију	-	-	0.01
Мозак	-	-	0.01
Пљувачне жлезде	-	-	0.01
Остатак	0.30	0.05	0.12

1.3.1.4 Величине којима се описује понашање радона и његових потомака

Активност радиоактивног извора се дефинише као број распада у јединици времена

$$A = \lambda N. \quad (1.34)$$

Јединица за активност је $1Bq=1s^{-1}$.

Активносна концентрација изотопа представља производ бројне концентрације тог изотопа N и одговарајуће константе распада λ :

$$C = \lambda N. \quad (1.35)$$

Јединица за активносну концентрацију је $Bq \cdot m^{-3}$.

РАЕС („Potential Alpha Energy Concentration“) представља суму потенцијалних енергија свих атома у m^3 било које комбинације радонових или торонових потомака. Ова величина се за Радон може изразити као, (Swedjemark, 1983):

$$PAEC = E_1 C_{218Po} + E_2 C_{214Pb} + E_3 C_{214Bi}, \quad (1.36)$$

где су C_i концентрације одговарајућих радонових потомака, а E_i одговарајуће енергије емитованог алфа зрачења. SI јединица за РАЕС је $J \cdot m^{-3}$. За ову величину се често употребљава вансистемска традиционална јединица WL (Working Level) која износи $1 WL = 21 \mu J \cdot m^{-3}$. WL изражен у MeV представља било коју комбинацију краткоживећих радонових потомака у једном литру ваздуха који потенцијално емитију $1.3 \cdot 10^5 MeV$ енергије алфа честица. Алтернативно, $1 WL$ је такође енергија алфа зрачења краткоживећих радонових потомака, који су у секуларној равнотежи са $3700 Bq \cdot m^{-3}$ ($100 pCi/l$) радона. У случају секуларне равнотеже концентрације потомака су једнаке међусобом и једнаке су са концентрацијом радона.

За торонове потомке се РАЕС израчунава на аналоган начин, (Porstendorfer, 1994):

$$PAEC = E_2 C_{212Pb} + E_3 C_{212Bi}, \quad (1.37)$$

где се концентрације ^{216}Po и ^{212}Po не узимају у обзир због доста веће константе распада. У случају торонових потомака $1 WL$ је енергија алфа зрачења потомака, који су у секуларној равнотежи са $275 Bq \cdot m^{-3}$ торона.

ЕЕС (Equilibrium – equivalent concentration) – равнотежна еквивалентна концентрација, C_e , је она концентрација радона/торона која у равнотежи са својим потомцима има исти РАЕС као и дата неравнотежна мешавина.

$$EEC(^{222}Rn) = 0.105 \cdot C_{218Po} + 0.516 \cdot C_{214Pb} + 0.379 \cdot C_{214Bi}, \quad (1.38)$$

$$EEC(^{220}Rn) = 0.91 \cdot C_{212Pb} + 0.087 \cdot C_{212Bi}, \quad (1.39)$$

где су ЕЕС, као и концентрације радонових и торонових потомака дате у $Bq \cdot m^{-3}$.

Фактор равнотеже представља однос концентрације радона, C_e , у секуларној равнотежи са потомцима, која има исту концентрацију потенцијалне енергије као и њихова стварна неравнотежна смеша и концентрације активности радона у ваздуху C_0 .

$$F = \frac{C_e}{C_0}, \quad (1.40)$$

Активносна медијана аеросола (AMAD - Activity Median Aerosol Diameter) представља ону вредност дијаметара радиоактивних аеросола при којој је кумулативна расподела аеросола по величинама једнака 0.5, тј. то је она вредност дијаметара аеросола при којој се половина расподеле аеросола по величинама налази испод, а половина изнад ове вредности дијаметара. Типична вредност је око $0.17 \mu m$.

Излагање краткоживећим радоновим потомцима, X , је производ РАЕС-а и времена излагања у атмосфери са одговарајућим РАЕС-ом. SI јединица је $J \cdot s \cdot m^{-3}$, док је у употреби вансистемска јединица излагања WLM („Working Level Month“) и једнака је излагању особе која проведе 173 сати у атмосфери у којој је радон са концентрацијом од $3700 Bq \cdot m^{-3}$, у равнотежи са краткоживећим потомцима. 1 WLM износи $12.69 J \cdot s \cdot m^{-3}$. Да би добили ЕЕС у $Bq \cdot h \cdot m^{-3}$ неопходно је помножити са $6.4 \cdot 10^5$ излагање дато у WLM .

Излагање краткоживећим тороновим потомцима се дефинише на аналоган начин радоновим потомцима. 1 WLM је једнак излагању особе која проведе 173 сати у атмосфери у којој је торон са концентрацијом од $275 Bq \cdot m^{-3}$, у равнотежи са краткоживећим потомцима.

Апсорбована фракција је дефинисана као однос апсорбоване енергије честице зрачења у одређеном региону и енергије са којом је честица зрачења емитована.

DCF („Dose Conversion Factor“), дозни конверзиони фактор, се дефинише као количник ефективне дозе и излагања краткоживећим радоновим потомцима. Јединица која је најчешће у употреби је $\mu Sv \cdot WLM^{-1}$ или $mSv \cdot WLM^{-1}$.

2 Дозиметријски модел респираторног тракта човека и активности радонових и торонових потомака у респираторном тракту

2.1 Дозиметријски модел респираторног тракта човека

Дозиметријски модел људског респираторног тракта је настао са циљем да се израчунају дозе у респираторном тракту професионално изложених лица и појединаца свих етничких група услед уношења радионуклида присутних у ваздуху. Модел (Human Respiratory Tract Model - HRTM) је представљен у извештају 66 Интернационалне комисије за радиолошку заштиту (International Commission for Radiological Protection – ICRP), (ICRP 66, 1994). У овом извештају су описане модификације и побољшања модела људског респираторног тракта коришћеног у извештају 30, Интернационалне комисије за радиолошку заштиту (ICRP 30, 1979).

Да би у потпуности задовољио потребе заштите од зрачења неопходно је да дозиметријски модел респираторног тракта омогући прорачун доза индивидуалних чланова популације свих етничких група, као и да буде користан у сврху предвиђања, процене и одређивања граница дозе. Такође је неопходно да дозиметријски модел при одређивању ризика поред зрачења узима у обзир и друге факторе, као што су уношење дуванског дима и других загађивача у атмосфери, затим различита обољења респираторног тракта и др. Респираторни тракт је један од два главна пута којим се радионуклиди и остале опасне материје присутне у ваздуху уносе у организам. Ризик од удисања радиоактивних материја је присутан како код професионално изложених лица тако и код опште популације.

Удахнути радионуклиди распадом озрачују ткива и ћелије респираторног тракта као и других органа. Постоје многобројни физички, хемијски и биолошки фактори од којих зависи да ли ће радионуклиди присутни у ваздуху бити унети у респираторни тракт, (ICRP 66, 1994). Поред физичких и хемијских, физиолошки фактори имају

важну улогу при одређивању количине радионуклида доспелих у респираторни тракт. Међу њима најважнији су карактеристике дисања (брзина дисања, запремина плућа, начин дисања - нос или преко уста, ...) и да ли је респираторно ткиво нормално тј. здраво или измењено услед обољења, пушења или излагања неким токсичним материјама.

Прорачун апсорбоване дозе у ткиву се одређује на основу енергије апсорбоване по јединици масе ткива од зрачења емитованог из неког органа као извора. ICRP 66, (1994) препоручује рачунање средњих доза за ткива и органе изложене зрачењу. За већину ткива и органа, чак и у случају када радионуклиди нису униформно распоређени и ћелије ткива нису подједнако осетљиви, средња доза у ткиву и органу је довољна и адекватна процена за потребе заштите од зрачења, (ICRP 66, 1994).

Овакав приступ је доста критикован у блиској прошлости. Посебно је интересантан случај тешких наелектрисаних честица са високим LET-ом, као што су алфа честице у случају излагања радону, торону, њиховим потомцима и другим алфа емитерима, од којих је најзначајнији ^{239}Pu . У овом случају, алфа честице погоде релативно мали број ћелија респираторног система; међутим, погођене ћелије примају изузетно велику дозу, која може бити чак и летална, (Nikezić и Yu, 2001). С обзиром да је на овај начин највећи број ћелија нетакнут, а мали део прими велике дозе, поставља се питање колика је оправданост усредњавања доза у оквиру неког ткива или органа.

Алтернативни приступ овом проблему је микродозиметријски, који третира проблем трансфера енергија у домену малих запремина, са специфичним и посебно дефинисаним дозиметријским величинама. (Rossi и др, 1997).

Дозиметријски модел људског респираторног тракта сачињава већи број подмодела, који описују елементе неопходне за изградњу укупног модела:

- 1. морфометријски модел респираторног тракта;*
- 2. модел физиологије дисања;*
- 3. модел биолошког ефекта зрачења;*
- 4. модел депозиције;*
- 5. модел чишћења и транслокације;*
- 6. дозиметријски модел рачунања апсорбованих доза;*

Сваки од дефинисаних подмодела захтева дефинисање одређеног броја параметара, који одређују карактеристике и омогућавају прорачун релевантних величина у моделу.

2.1.1 Морфометријски модел

Морфометријски модел описује морфолошка својства респираторног тракта и дефинише неопходне карактеристике и димензије елемената HRTM, које се користе у дозиметријском моделу за израчунавање доза зрачења од инхалираних радионуклида. Морфологија респираторног тракта утиче на карактеристике удахнутог и издахнутог ваздуха изазивајући промене у притиску, брзини и смеру протока, влажности ваздуха и још низу параметара којима се карактерише кретање ваздуха у респираторном систему. Респираторни тракт је према (ICRP 66, 1994) подељен на четири анатомске целине:

1. *екстратораксни (ET) регион*; ET регион се састоји из спољашњег носног пролаза, назалног тј. носног региона (ET₁) и региона који обухвата задњи носни пролаз, гркљан, ждрело и уста (ET₂);
2. *бронхијални регион (bronchial – BB)*; BB регион чине трахеја и бронхије генерација од 1 до 8;
3. *бронхиоларни регион (bronchiolar – bb)*; bb регион представљају бронхиоле генерација од 9 до 15 као и терминална (крајња) бронхиола;
4. *алвеоларно интестинални (Alveolar Intestinal – AI) регион*; AI регион се састоји из респираторних бронхиола, алвеоларних канала и кесица са алвеолама генерација од 16 до око 26.

Морфолошки гледано, ET регион представља вангрудни регион, док региони BB, bb и AI чине грудни, односно тораксни регион, T.

Лимфни чворови, капиларе и крвни судови су присутни у свим регионима респираторног тракта. Лимфни чворови, LN_{ET}, у вангрудном региону сакупљају течност из ове области. Лимфни чворови, LN_{TH}, који су лоцирани у BB региону (грудни или тораксални) сакупљају течност из целог тораксалног дела респираторног тракта.

Постоји неколико геометријских модела људских плућа (ICRP 66, 1994; Yeh и Schum, 1980; NRC Report, 1991; Weibel, 1963), који дисајне путеве представљају цевчицама, које се симетрично или асиметрично гранају и дефинисане су унутрашњим радијусом, дужином и дебљином зида. Реална структура људског респираторног тракта је значајно компликованија.

Посебан изазов представља део где се цевчице гранају, тзв., бифуркациона област, где је потребно један цилиндар поделити у два што је немогуће без икакве дисторзије. Сама бифуркациона област је доста компликована за опис; један могући модел симетричног гранања је дат од стране (Nikezić и др, 2003).

2.1.1.1 Екстратораксни (ЕТ) регион

Ваздух доспева у плућа удисањем кроз назалне путеве, осим у случају када је пролаз кроз носну шупљину блокиран и у случају већих физичких напрезања. Тада се због повећане потребе за кисеоником прибегава дисању преко уста. Главни задатак ЕТ региона је да филтрира удахнути ваздух и спроведе га до плућа, (ICRP 66, 1994). Пречишћавање ваздуха се постиже депозицијом услед сударања са ткивом зида назалних пролаза, као и депозицијом услед дифузије. Ваздух неколико пута мења правац у овом делу, што појачава депозицију сударањем. Зидови ЕТ₁ региона су прекривени слојем коже, где долази до депозиције радиоактивних аеросола. Зидови ЕТ₂ региона су делимично покривени цилијатним епителом, а делимично слојевитим епителом, (ICRP 66, 1994).

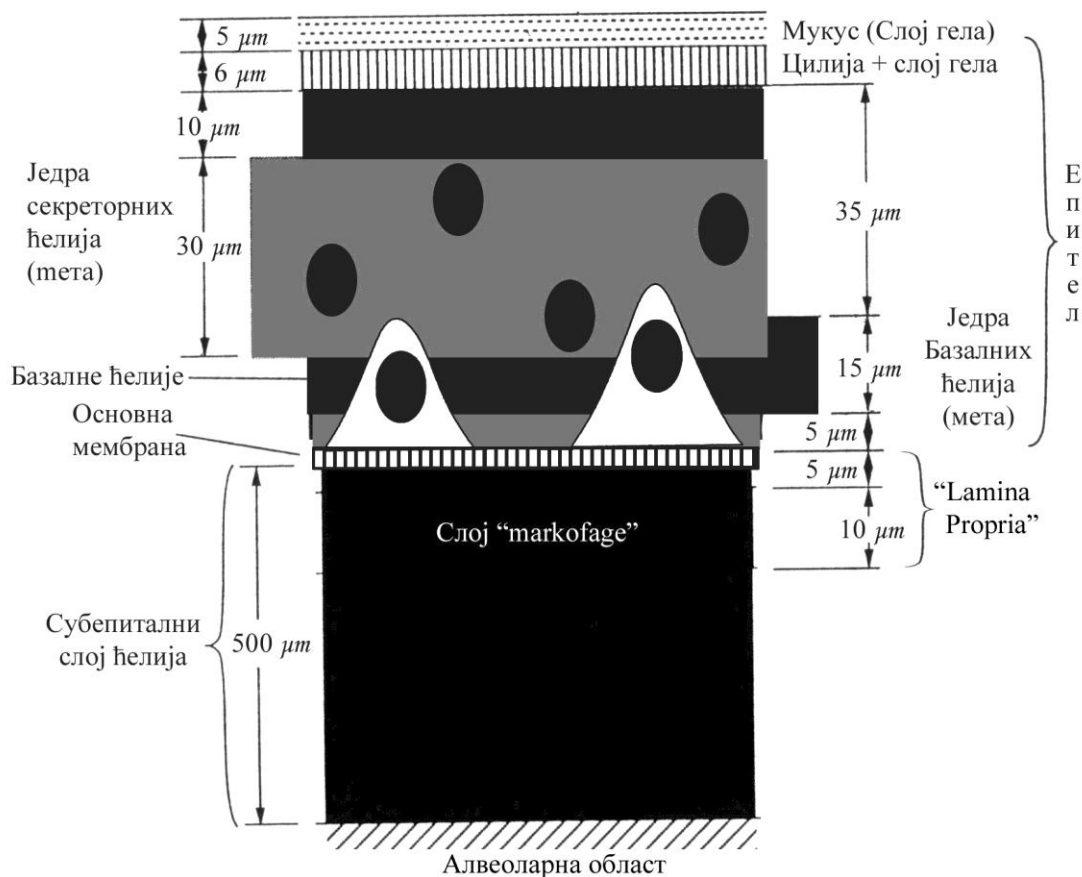
2.1.1.2 Бронхијални (ВВ) регион

Функција бронхијалног региона је првенствено провођење ваздуха. Поред тога, регулише се влажност и температура удахнутог ваздуха. Удахнуте честице се таложе на зидовима бронхиола директним сударањем, а може доћи и до седиментације и дифузије.

Грудни регион започиње дисајном цевком, трахејом. Она се екстрапулумонарно грана на две главне бронхије, које се и саме даље гранају. Лева главна бронхија се грана дихотомно, тј. у две сегменталне бронхије, од којих свака води ваздух у један режањ. Десна главна бронхија се грана у три, тј. трихотомно, а свака од сегменталних бронхија опет, води ваздух у посебан режањ, (ICRP 66, 1994). На тај начин, се лево плућно крило се састоји од два, а десно од три режња. Целокупна плућа су асиметрична и различита запремина ваздуха се води у лево и десно плућно крило. Гранање у вишим генерацијама је углавном дихотомно, али постоје и ређи случајеви

трихотомног гранања, (Weibel, 1963; Horsfield и Gunning, 1968; Yeh и Schum, 1980; Phalen и др 1985). Димензије и геометрија дисајних цевчица се градијентно мења како оне више продиру у плућа. ВВ регион чине бронхије генерација од 0 до 8, иза којих се налази bb регион.

За дозиметрију, тј. прорачунавање доза од великог је значаја познавање локација мета. Метом се сматра група радиоосетљивих ћелија (или суб-ћелијских структура) погођених зрачењем, (ICRP 66, 1994; NRC Report, 1991). Предпоставља се да се овакве мете налазе у зиду цеви које проводе ваздух. Поједностављен модел пресека зида типичне бронхије у ВВ региону коришћен за прорачун доза је приказан на Слици 2.1.



Слика 2.1 Уздужни пресек бронхије, (ICRP 66, 1994)

Овај регион респираторног тракта је од посебног значаја у заштити од зрачења, јер већина карцинома плућа настаје управо у овом региону, (ICRP 66, 1994). Цеви су са унутрашње стране обложене слојем слузи који се назива мукус. Нечистоћа, укључујући и радиоактивне аеросоле са радоновим потомцима се раствара у овом слоју. Мукус се

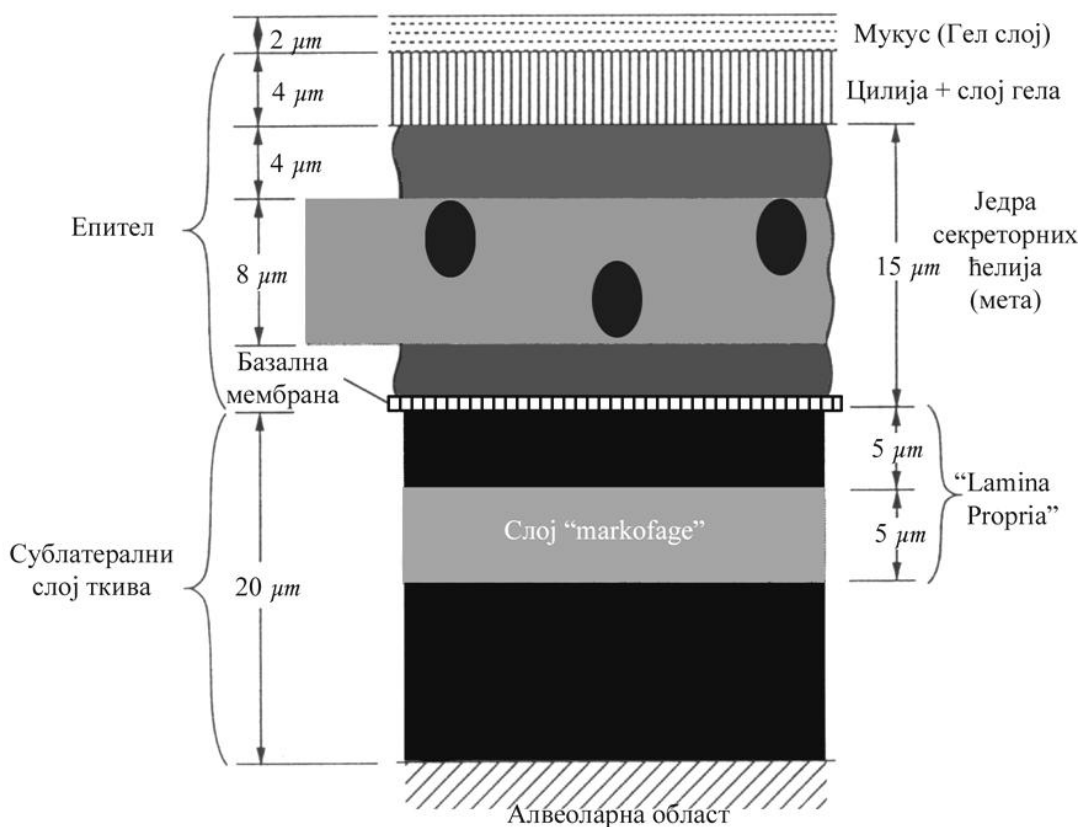
стално покреће нагоре, све до ждрела где се гутањем преноси у гастроинтестинални тракт. Овај процес се назива „mucus lift“, и један је од значајних механизма чишћења плућа. Слој мукуса облаже цилије, трепље које се стално окрећу супротно току ваздуха, повећавајући таложeње ношеног материјала, и на тај начин спречавају његово продирање у дубље регионе респираторног тракта, (ICRP 66, 1994).

Једра секреторних и базалних ћелија представљају радиоосетљиве мете, (ICRP 66, 1994). Секреторне и базалне ћелије су униформно распоређене унутар $30 \mu m$ дебелог слоја епителног ткива. На дубини од $10 \mu m$ налази се слој ткива у коме се налазе једра секреторних ћелија и чија је дебљина $15 \mu m$. Даље, почевши од дубине $35 \mu m$ следи слој који садржи једра базалних ћелија дебљине је $15 \mu m$, (ICRP 66, 1994; Мерсер и др, 1991). Ова два слоја се делимично преклапају. Морфолошке димензије ВВ региона, које служе у дозиметријске сврхе су:

- ◇ запремина бронхија и трахеја је $5 \cdot 10^{-5} m^3$;
- ◇ површина бронхија је $2.9 \cdot 10^{-2} m^2$;
- ◇ просечни унутрашњи дијаметар је $5 \cdot 10^3 \mu m$;
- ◇ дебљине различитих слојева приказане су на Слици 4.5:
 - просечна дебљина мукуса, $5 \mu m$
 - просечна дебљина цилије, $6 \mu m$
 - просечна дубина једра секреторних ћелија, $(10-40) \mu m$

2.1.1.3 Бронхиоларни (bb) регион

Овај регион представља наставак система за провођење ваздуха унутар торакса и састоји се од дисајних цевчица генерација од 9 до 15. Депозиција удахнутих честица се врши седиментацијом, дифузијом и сударним таложeњем у зависности од величине честица. За разлику од ткива ВВ региона у овоме региону базалне ћелије се веома ретко налазе, (Bartels, 1983; Мерсер и др, 1991; ICRP 66, 1994). Поједностављени модел пресека типичне бронхиоле, коришћене за прорачун дозе је представљен на Слици 2.2. Једра секреторних ћелија се сматрају осетљивим метама.



Слика 2.2 Уздужни пресек бронхиоле, (ICRP 66, 1994)

Секреторне ћелије се јављају униформно унутар $8 \mu m$ дебелог слоја ткива на $4 \mu m$ дубине. Морфолошке димензије приписане бронхијама bb региона које служе у дозиметријске сврхе су:

- ◇ запремина бронхиола је приближно $5 \cdot 10^{-5} m^3$;
- ◇ површина бронхиола је $2.4 \cdot 10^{-1} m^2$;
- ◇ средњи унутрашњи дијаметар је $10^3 \mu m$;
- ◇ дебљине различитих слојева приказане су на слици 2.2:
 - просечан пречник, $10^{-3} m$ (1mm);
 - просечна дебљина мукуса (гел), $2 \mu m$;
 - просечна дебљина цилије, $4 \mu m$;
 - просечна дебљина епителијума (без цилије), $15 \mu m$;
 - просечна дубина језгра ћелија од ризика, (4-12) μm .

2.1.1.4 Алвеоларно интестинални (AI) регион

Овај регион почиње завршним бронхиолама и укључује генерације бронхиола од 16 до 26. У састав овог региона такође улазе респираторне бронхиоле, алвеоларне цевчице као и лимфни судови и чворови. Главни задатак овог региона је размена гасова, (ICRP 66, 1994). Таложење у овој области се врши седиментацијом и дифузијом.

Терминалне бронхиоле се гранају у респираторне, а оне се даље гранају у алвеоларне канале. Ти ваздушни путеви су окупирани алвеолама. Измена гасова се врши у алвеолним кесицама, које су на крајевима затворене, (ICRP 66, 1994). Респираторне бронхиоле, заједно са алвеолним каналима и кесицама су транзитна зона између система за провођење ваздуха и алвеола. Укупна запремина респираторних бронхиола је $2 \cdot 10^{-4} m^3$, а укупна површина износи $7.5 m^2$. Укупна запремина и површина алвеоларних цевчица и кесица износе $4.5 \cdot 10^{-3} m^3$ и $140 m^2$ респективно, (Gehr и др, 1978).

2.1.2 Модел физиологије дисања

Овај модел је од изузетног значаја јер брзина и запремина удахнутог и издахнутог ваздуха, начин дисања (кроз нос или уста), као и многи други параметри, утичу на количину радиоактивних честица и гасова, која може бити депонована у респираторном тракту. Физиолошки параметри битни за дозиметријски модел су: укупни капацитет плућа, TLC (Total Lung Capacity); резидуални функционални капацитет, FRC (Functional residual capacity); витални капацитет, VC (Vital Capacity); мртви простор, V_d (dead space); тидални волумен, V_T (tidal volume); брзина вентилације V_E (у l/min); брзина дисања, V (у m^3h^{-1}); и фреквенција дисања f_R (број удисаја у минути).

Дозе зрачења у респираторном тракту у многоме зависе од карактеристика дисања и навика. Оне одређују активност удахнутих радиоактивних честица и њихово продирање и депозицију унутар респираторног тракта. Карактеристике дисања веома варирају у оквиру опште популације људи, тако да није изводљиво направити

дозиметријски модел људских плућа, који би био применљив на све етничке групе у свету. У (ICRP 66, 1994) су дате референтне вредности за радника беле расе као и вредности особе мушког и женског пола које не обављају физичке активности. Такође у публикацији се наводе упутства помоћу којих се дате вредности могу прилагодити осталим етничким групама. Ово прилагођавање се назива скалирање. У Табели 2.1 су дати параметри одрасле особе беле расе која обавља послове који захтевају различит ниво физичке активности, (ICRP 66, 1994).

Табела 2.1 Референтне вредности радника беле расе
(30 година старости, 176 *cm* висине, 73 *kg* тежине, (ICRP 66, 1994))

Запреминске карактеристике плућа		Вредности (<i>l</i>)	
Укупни капацитет плућа (TLC)		6.98	
Резидуални функционални капацитет (FRC)		3.30	
Витални капацитет (VC)		5.02	
Мртви простор (V_d)		0.146	
<hr/>			
Брзина вентилације	V_E (<i>l/min</i>)	V (m^3h^{-1})	
Спавање	7.5	0.45	
Одмор, седење	9.0	0.54	
Благо вежбање	25	1.5	
Напорно вежбање	50	3.0	
<hr/>			
		Удахнути ваздух (m^3)	
Активност		Лакши рад	Тежи рад
<hr/>			
Спавање, 8 сати		3.6	3.6
Професионално			
(5,5 <i>h</i> лакша вежба + 2,5 <i>h</i> одмор, седење)		9.6	-
(7 <i>h</i> лакша вежба + 1 <i>h</i> тешка вежба)		-	13.5
Непрофесионално			
(4 <i>h</i> одмор, седење + 3 <i>h</i> лакша вежба +		9.7	9.7
1 <i>h</i> тешка вежба)		23	27
Укупно, 24 <i>h</i>			

2.1.3 Модел биолошког ефекта зрачења

ICRP66 дозиметријски модел се базира на претпоставци да различита ткива и ћелије људског респираторног тракта нису једнако осетљиве на јонизујуће зрачење и стога је неопходан прорачун доза у различитим регионима, (ICRP 66, 1994). За потребе процене дозе значајно је идентификовати ћелије и ткива која су од ризика приликом излагања јонизујућем зрачењу. ICRP66 публикација предлаже вредности ткивних тежинских фактора. На тај начин, могуће је сумирање доза за вангрудни и грудни регион које се даље користе за прорачун ефективне дозе.

На основу резултата радиобиолошких истраживања, базалне и секреторне ћелије су највероватнија места развоја канцера и да њих треба укључити у прорачун дозе, (ICRP 66, 1994). Лимфатично ткиво и лимфни чворови, сматрају се најмање радиоосетљивим, (ICRP 66, 1994).

Приликом униформног излагања плућног региона највећа је вероватноћа настанка карцинома је у ВВ региону, (Nikezić и Yu, 2001a). Постојећи експериментални подаци нису довољни за квантификацију релативне осетљивости ВВ, бб и АИ региона. Користећи конзервативан приступ, ова три региона сматрају се подједнако радиоосетљива, (ICRP 66, 1994). Еквивалентна доза се израчунава користећи следеће једначине, (ICRP 66, 1994):

$$H_{ET} = H_{ET_1} A_{ET_1} + H_{ET_2} A_{ET_2} + H_{LN_{ET}} A_{LN_{ET}} \text{ и} \quad (2.1)$$

$$H_{TH} = H_{BB} A_{BB} + H_{bb} A_{bb} + H_{AI} A_{AI} + H_{LN_{TH}} A_{LN_{TH}}, \quad (2.2)$$

где су H_{ET} и H_{TH} еквивалентне дозе у вангрудном и грудном региону, респективно, које се утежњавају према радијационој штети која се узрокује у одређеном региону. H_i су еквивалентне дозе у i -том региону а A_i фактори који одређују расподелу радијационе штете у i -том региону као што је дато у Табели 2.2.

За прорачун ефективне дозе ICRP препоручује вредност ткивног тежинског фактора $\omega_T = 0.12$, (ICRP 66, 1994).

Табела 2.2 Фактори за утежњавање у различитим регионима респираторног тракта, (ICRP 66, 1994)

Ткиво	А
Вангрудни регион	
ET ₁ (спољашњи назални регион)	0.001
ET ₂ (задњи назални регион)	1
LN _{ET}	0.001
Грудни регион	
ВВ (бронхијални, генерације 1 – 8)	0.333
bb (бронхиоларни, генерације 9 – 15)	0.333
AI (алвеоларно интестинални)	0.333
LN _{TH}	0.001

2.1.4 Модел депозиције

Модел депозиције описује расподелу наталоженог радиоактивног материјала унутар различитих анатомских региона у зависности од старости и пола особе и различитих физиолошких параметара. Овим моделом се одређују фракције удахнутих аеросола, које се депонују у различитим регионима људских плућа. Аеросоли присутни у ваздуху доспевају у људски респираторни тракт дисањем. Један део удахнутих аеросола се депонује у плућима док се остатак уклања приликом издисаја.

Депозиција аеросола се догађа у свим регионима плућа, али са различитом ефикасношћу у зависности од дијаметара аеросола и карактеристика протока ваздуха. Модел депозиције се базира на алгебарским једначинама, које описују таложење аеросола у цевима на основу брзине струјања ваздуха у њима (брзине удисаја), (ICRP 66, 1994). ICRP66 дели респираторни тракт у низ филтера по питању депозиције, где се у сваком наредном смањује концентрација радиоактивних и других аеросола.

2.1.5 Модел чишћења и транслокације

Честице депоноване у респираторном тракту људи се уклањају различитим механизмима. За одређивање дозе у органима и ткивима од велике важности је

познавање процеса трансфера радиоактивности из плућа у друге органе. Опширне студије су рађене о процесима чишћења материјала депонованог у плућима; постоје три главна механизма трансфера, (ICRP 66, 1994):

- (i) у крв путем апсорпције;
- (ii) у гастроинтестинални тракт, и
- (iii) у локалне лимфне чворове путем лимфних судова.

Механизам (i) се означава као апсорпција, док механизми (ii) и (iii) означавају као транслокација.

2.1.6 Дозиметријски модел рачунања апсорбованих доза

Сврха дозиметријског модела је процена дозе у ткивима респираторног тракта, која се сматрају ризичним и посебно осетљивим на зрачење. Главни резултат дозиметријског модела људских плућа је тзв., дозни конверзиони фактор (Dose Conversion Factor – DCF). За потребе одређивања DCF-а потребно је проценити енергију апсорбовану по јединици масе ткива тј., апсорбовану дозу, $D_{T,R}$ за разне регионе респираторног тракта, за дате услове озрачивања. Апсорбоване дозе се даље коригују користећи радијационе тежинске факторе, w_R , за различите врсте зрачења чиме се добија еквивалентна доза, H . Тежински фактори за uteжњавање доза по регионима BB, bb и AI, се узимају са једнаком радијационом штетношћу. У свим регионима фактор uteжњавања износи 0.333, (ICRP 66, 1994). Преосталих 0.001 се односи на лимфне жлезде. Тако усредњена еквивалентна доза се даље множи ткивним тежинским фактором за људска плућа који износи, $w_T = 0.12$, и добија се ефективна доза која по јединици излагања која представља дозни конверзиони фактор, DCF.

За процену дозе користе се софтвери који се базирају на основу модела људских плућа датог у (ICRP 66, 1994). Један од њих је програм LUDEP (Lung Dose Evaluation Program), (Birchall и др, 1991). Корисник сам дефинише улазне параметре субјекта и параметре аеросола, а као резултат се добија апсорбована доза. Да би се одредила доза коју је нека особа примила потребно је још знати укупно излагање X у WLM, при чему услови излагања треба да одговарају условима за које је рачунат DCF. Доза се затим израчунава као производ DCF-а и излагања X . Програм LUDEP се односи на целокупну биокинетику тела и може се применити и на друге радионуклиде и на

остале органе људског тела. Скраћена верзија LUDEPa се назива RADEP, (Marsh и Birchall, 2000), и односи се само на радон и његове потомке.

Недостатак оваквих програма јесте непознавање њихове структуре као и немогућност добијања међурезултата који могу бити значајни за решавање многих проблема. Због тога је развијен програм LUNDOSE који прати ICRP66 публикацију, (Nikezic и Yu, 2001b); софтвер је отвореног типа, јасна је његова структура и доступни су међурезултати рачунања, што је на пример, искоришћено у радовима (Марковић и др, 2009, 2011, 2012; Никезић и др, 2010).

Иако је ICRP66 дозиметријски модел врло детаљно и прецизно дефинисан и укључује готово све релевантне параметре, резултат овог модела није задовољавајући. Програм LUDEP написан на основу ICRP66 даје вредност DCF око 15 *mSv/WLM*. Програми RADEP и LUNDOSE потврђују ову вредност, која се још назива и дозиметријска вредност за DCF, (Birchall и др, 1991; Marsh и Birchall, 2000; Nikezic и Yu, 2001b).

Поред дозиметријске вредности DCF-а постоји и епидемиолошки DCF чија вредност је добијена на основу студија обављених над популацијом рудара и коришћењем фактора ризика изведених из озрачене популације Хирошимае и Нагасакија, (ICRP 60, 1991). На основу ових студија вредност за DCF износи око (4 -5) *mSv/WLM*, (ICRP 65, 1993).

Могуће је проценити неодређености резултата за дозиметријску вредност DCF-а варирањем вредности свих параметара који представљају улаз у модел. Међутим такве процене нису довеле до смањења ове разлике, (Marsh и Birchall, 2000). Ово неслагање се дуго сматрало једном од значајних научних контраверзи. Један од предлога за усаглашавање ових вредности је био смањење радијационог тежинског фактора за алфа зрачење (или квалитета зрачења Q), (Hofmann и др, 2004), али би то имало далекосежне последице на целокупан систем заштите од зрачења, те тај предлог није званично усвојен.

Имајући у виду ово неслагање, ICRP66 је предложио да њихов модел треба да служи за поређење доза у разним ситуацијама, као и за поређење доза између појединаца и група, и сл. Експлицитног изношења чињеничног стања, о разлици између дозиметријског и епидемиолошког није било.

Ова разлика између епидемиолошке и дозиметријске вредности за DCF је првобитно ублажена нешто већом вредношћу епидемиолошког фактора, која је ре-проценама фактора ризика повећана на 6 до 8 *mSv/WLM*. Накнадне репроцене и студије

рудара у уранским рудницима су још више повећале епидемиолошку вредност DCF тако да се разлика сада око 30 % не сматра се значајном, (UNSCEAR Report, 2006 p 309, 528).

2.2 Активности радонових и торонових потомака у респираторном тракту

Један од циљева дозиметрије је одређивање ефективне дозе као величине за које се дефинишу границе излагања појединаца. Како је ову физичку величину немогуће мерити директно један од начина њеног одређивања је коришћење дозиметријских модела и софтвера за симулацију транспорта зрачења. За одређивање ефективне дозе корисно је познавати ефективну дозу по јединици излагања, тзв. дозни конверзиони фактор – DCF (поглавље 3). Симулацијом се може одредити DCF израчунавањем ефективне дозе од концентрације радона, торона и њихових потомака у ваздуху које одговарају јединичном излагању.

Јединично излагање изражено у *WLM* једнако је излагању особе која проведе 173 сати у атмосфери у којој је радон са концентрацијом од $3700 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-1}$, у равнотежи са краткоживећим потомцима. Излагање краткоживећим тороновим потомцима се дефинише на аналоган начин радоновим потомцима. 1 *WLM* је једнак излагању особе која проведе 173 сати у атмосфери у којој је торон са концентрацијом од $275 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-1}$, у равнотежи са краткоживећим потомцима.

За одређивање DCF-а услед спољашњег излагања полази се од $3700 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-1}$ радона, тј. $275 \text{ Bq} \cdot \text{m}^{-1}$ торона у ваздуху. Приликом дисања део удахнуте концентрације радона, торона и њихових потомака остаје наталожен у људском респираторном тракту. Неопходно је познавати количину депонованих радионуклида у свим регионима респираторног тракта људи са циљем да се одреди унутрашње излагање. Такође је потребно и познавати кинетику ових радионуклида јер ће се део концентрације који је наталожен у респираторном тракту људи апсорбовати путем крви, лимфе или гастроинтестиналним трактом. Из тога разлога је уведен ICRP66 модел људског респираторног тракта.

За прорачун DCF-а на основу дозе примљене услед јединичне експозиције од стране спољашњег излагања потребно је познавати активности радонових и торонових потомака који чине слободну фракцију. Слободна фракција се односи на неприпојене и припојене радонске и торонске потомке који се налазе у атмосфери просторија. На основу Јакобијевог модела ову фракцију за сваки радон, Табела 2.3, и торонскотомак можемо одредити познавајући параметре Јакобијевог модела.

Табела 2.3 Активносне концентрације радонових потомака (у $Bq \cdot m^{-3}$ по једном Working Level (WL)) и њихове фракције

	C_{214Pb}	C_{214Bi}	f_{214Pb}	f_{214Bi}
неприпојена фракција	50.10	1.46	0.0135	$3.93 \cdot 10^{-4}$
припојена фракција	1327.17	1004.71	0.359	0.271

Спољашње излагање можемо ограничити само на радонске потомке, који имају веће време полуживота и код којих се слободна фракција униформно распоређује по запремини просторије. Торонски потомци немају униформну расподелу у просторијама, већ се они концентришу у близини зидова просторије одакле дифундују. Активносна концентрација експоненцијално опада са повећањем раздаљине од зидова просторије.

Број радиоактивних распада у различитим регионима HRTM је добијен прорачунима базираним на усвојеним концептима у (ICRP 66, 1994). Развијен је софтвер LUNGDOSE.F90, (Nikezić и Yu, 2001a), који омогућава прорачун активносних концентрација за радон и његове потомке. Како се енергије емитованих честица и шема распада торона и његових потомака разликује од радона, LUNGDOSE је модификован како би узео у обзир ове разлике и омогућио одређивање активносних концентрација торонових потомака у различитим регионима респираторног тракта људи. LUNGDOSE укључује израчунавање следећег:

- депозицију монодисперзних аеросола, (Hinds, 1998), у различитим депозиционим регионима HRTM према алгебарском моделу у (ICRP 66, 1994) публикацији;

- укупну депозицију полидисперзивних аеросола, (Hinds, 1998), по регионима за дате услове озрачивања, при чему се сумација врши користећи три-модалну лог-нормалну дистрибуцију аеросола и
- равнотежне активности краткоживећих радонових потомака у различитим регионима чишћења HRTM-а и укупан број емитованих честица за дате услове и време излагања.
- Овај програм је првобитно развијен за израчунавање дозног конверзионог фактора, али су на располагању и многобројни међурезултати од којих се неки, као равнотежне активности, користе у овом раду.

Улазни параметри за LUNGDOSE.F90 програм су: брзина дисања = $0.78 \text{ m}^3\text{h}^{-1}$, (Zock и др, 1996); tidal volume = 0.866 l/удисај ; функционални резидални капацитет = 3300 ml ; фактор равнотеже $F = 0.395$ за радон и $F = 0.050$ за торон; неприпојена фракција РАЕС-а, $f = 8 \%$ за радон и $f = 10.12 \%$ за торон; густина честица неприпојене фракције = 1 g/cm^3 ; густина честица у припојеној фракцији = 1.4 g/cm^3 ; фактори облика (shape factors) су једнаки 1 и 1.1 за неприпојену и припојену фракцију, респективно; средњи дијаметри (са геометријским стандардним девијацијам датим у заградама) су 0.9 (1.3) nm, 50 (2) nm, 250 (2) nm и 1500 (1.5) nm за неприпојену, нуклеациону (nucleation), акумулациону (accumulation) и грубу (coarse) моду, респективно, (Никезић и Ју, 2001b). Фракције РАЕС-а придружене датим модама су 0.0655, 0.262, 0.654 и 0.018. У раду (Marsh и Birchall, 2000) је процењено време полуживота при трансферу у крв од 10 h, на основу резултата студије на волонтерима, (Booker и др, 1969; Hursh и Mercer, 1970; Hursh и др, 1969). За најбоље оцењене вредности Јакобијевог модела, фракције радонових и торонових потомака су следеће:

- Неприпојена фракција: $F_{218\text{Po}}=0.16$, $F_{214\text{Pb}}=0.01$, $F_{214\text{Bi}}=0.3 \cdot 10^{-3}$, $F_{216\text{Po}}= 0.98$, $F_{212\text{Pb}}= 0.91 \cdot 10^{-3}$, $F_{212\text{Bi}}=0.88 \cdot 10^{-5}$, $F_{208\text{Tl}}=0.75 \cdot 10^{-3}$, и $F_{212\text{Po}}=0.58 \cdot 10^{-5}$;
- Нуклеациона мода: $F_{218\text{Po}}=0.15$, $F_{214\text{Pb}}=0.050$, $F_{214\text{Bi}}=0.03$, $F_{216\text{Po}}=0.87 \cdot 10^{-3}$, $F_{212\text{Pb}}=0.70 \cdot 10^{-2}$, $F_{212\text{Bi}}=0.20 \cdot 10^{-2}$, $F_{208\text{Tl}}=0.76 \cdot 10^{-3}$, и $F_{212\text{Po}}=0.13 \cdot 10^{-2}$;
- Акумулациона мода: $F_{218\text{Po}}=0.39$, $F_{214\text{Pb}}=0.30$, $F_{214\text{Bi}}=0.22$, $F_{216\text{Po}}=0.22 \cdot 10^{-2}$, $F_{212\text{Pb}}=0.39 \cdot 10^{-1}$, $F_{212\text{Bi}}=0.19 \cdot 10^{-1}$, $F_{208\text{Tl}}=0.42 \cdot 10^{-2}$, и $F_{212\text{Po}}=0.13 \cdot 10^{-1}$;
- Груба мода: $F_{218\text{Po}}=0.01$, $F_{214\text{Pb}}=0.01$, $F_{214\text{Bi}}=0.008$, $F_{216\text{Po}}=0.62 \cdot 10^{-4}$, $F_{212\text{Pb}}=0.15 \cdot 10^{-2}$, $F_{212\text{Bi}}=0.83 \cdot 10^{-3}$, $F_{208\text{Tl}}=0.18 \cdot 10^{-3}$ и $F_{212\text{Po}}=0.55 \cdot 10^{-3}$.

Као резултат софтвера LUNGDOSE добијамо број распада по јединици запремине у регионима од интереса. Активности по јединици запремине, A_V , су трансформисане у равнотежне активности, A у плућима по 1 WLM:

$$A_{ij} = A_V^{(ij)} \cdot V_{ij}, \quad i=BB, bb, \text{ док је } j=\text{мукус, цилија}, \quad (2.3)$$

где је V_{ij} запремина у којој је извор дистрибуиран са датом активношћу $A_V^{(ij)}$. Запремине региона у којима се налази извор зрачења су рачунате коришћењем параметара из (ICRP 66, 1994):

$$V_{ij} = P_i \cdot d_{ij}, \quad i=BB, bb, \text{ док је } j=\text{мукус, цилија}, \quad (2.4)$$

где је P_i површина целокупног BB или bb региона, а d_{ij} дебљина мукус и цилија слоја BB и bb региона. Равнотежне активности ^{214}Po и ^{214}Bi у мукус и цилија слоју су добијене коришћењем (2.3) и (2.4). За AI регион, активности су добијене сумацијом по регионима AI₁, AI₂ и AI₃. У Табели 2.4 су приказане активности по 1 WL у свим регионима.

Табела 2.4 Укупне активности у плућним регионима у Bq/WL

	радон		торон	
	^{214}Pb	^{214}Bi	^{212}Pb	^{212}Bi
BB _{fast}	11.85	14.15	3.18	2.95
BB _{slow}	12.74	15.51	4.50	4.36
BB	24.59	29.66	7.68	7.31
bb _{fast}	42.67	56.35	13.39	12.38
bb _{slow}	44.84	60.51	21.16	20.71
bb	87.51	116.85	34.55	33.09
AI	297.38	429.73	95.67	89.22

Интересантно је запазити да су активности ^{214}Bi нешто веће од активности ^{214}Po . Очекивало би се да су ове активности једнаке, услед успостављања равнотеже између потомака. Међутим, детаљнија анализа показује да се ^{214}Bi додатно таложи услед чега је активност ^{214}Po (који је увек у равнотежи са ^{214}Bi) већа од активности ^{218}Po , те долази до акумулације ^{214}Bi у AI региону. Укупна активност ^{214}Bi у AI региону је сума две компоненте. Једна компонента се формира услед распада ^{214}Pb (која треба да има исту активност као и ^{214}Pb) док се друга формира услед депозиције ^{214}Bi који доспева из удахнутог ваздуха. Због овога је активност ^{214}Bi већа од активности ^{214}Pb .

3 ORNL математички модел људског организма – математички фантом

Дозиметријски модел људског респираторног тракта представљен у предходном поглављу је настао са циљем да се израчунају дозе у респираторном тракту услед уношења радионуклида присутних у ваздуху. Међутим плућа нису једини орган који бива озрачен на овај начин. Приликом бета распада, честице које се емитују могу имати дамет и до неколико десетина центиметара, што превазлази размере плућа тако да околни органи могу бити изложени. Такође се у природи ретко јављају чисти алфа или бета емитери. Већина радионуклида, као и радонови и торони потомци, приликом алфа и бета распада емитују и пратеће гама зрачење. Ова врста зрачења може имати дамет већи од бета честица. Гама зрачење је у могућности да допринесе дози у свим органима људског организма. Такође када говоримо о бета и гама зрачењу не можемо се ограничити само на унутрашњем излагању органа као што је то случај код алфа честица. При процени укупне дозе, мора се узети у обзир и допринос спољашњег зрачења.

За одређивање доза у свим органима људског организма од стране бета честица и гама зрачења у овом раду је коришћен математички модел људског организма – математички фантом, који је презентован у публикацији Oak Ridge National Laboratory, (Eskerman и др, 1996). Сви органи људског тела су представљени аналитичким једначинама тродимензионалних геометријских тела. Поред аналитичких једначина у неким случајевима се користе и неједначине.

Фантоми су физичке или виртуелне репрезентације људског тела који се користе за одређивање апсорбоване дозе у органима и ткивима. Иако није могуће направити такав физички фантом или математички модел фантома који би прецизно симулирао људско тело, могуће је направити фантоме или моделе који се користе као апроксимативни сурогати. Најједноставнији фантоми су конструисани од материјала еквивалентним ткиву са шупљинама у органима да би се поставили дозиметри за мерења (*in situ*). Такви фантоми имају густину и елементарни састав која одговара, ткиву, плућима или структури костију (ICRP 51, 1987). Често се користе водени фантоми, посебно у медицинској физици, за одређивање расподеле дозе у пацијентима

изложеним зрачењу. За мерење расподеле апсорбоване дозе за фотоне и неутроне користе се чврсти хомогени фантоми. Сферни и плочасти фантоми су веома једноставна апроксимација човечијег тела. Сферни модел је дијаметра 30 *cm*, састоји се од материјала еквивалентног меком ткиву и користи се посебно у дефинисању оперативних величина у заштити од зрачења. Физички фантоми се развијају и даље; на пример од скоро су доступни фантоми прста и шаке.

ORNL серије математичког фантома су развили Eckerman, Cristy и Ryman у Oak Ridge Laboratory (ORNL) (Cristy, 1980; Cristy и Eckerman, 1987; Eckerman и др, 1996). Физичке димензије ORNL фантома приказане су у Табели 3.1.

Табела 3.1 Физичке димензије ORNL серија математичког фантома
(Cristy, 1980; Cristy и Eckerman, 1987)

Фантом	Маса (<i>kg</i>)	Висина (<i>cm</i>)	Труп и руке (<i>cm</i>)	Попречни дијаметар (<i>cm</i>)
Новорођенче	3.60	51.5	12.7	9.8
1 год	9.72	75.0	17.6	13
5 год	19.8	109.0	22.9	15
10 год	33.2	139	27.8	16.8
15 год	56.8	164	34.5	19.6
Одрастао мушкарац	73.7	179	40.0	20.0

ORNL серија укључује фантоме за новорођенче, индивидуе старе 1, 5, 10, 15 година и фантома одраслог мушкарца. 15-годишњи фантом репрезентује оба пола, мушки и женски.

ORNL математички фантом се састоји из три различите целине:

(1) трупа и руку који су представљени као елиптички цилиндри;

(2) ноге и стопала са два засечена кружна конуса и

(3) врат и глава репрезентовани кружним цилиндром на коме је још један елиптички цилиндар, покривен полуелипсоидом.

Два елипсоида која представљају груди су прикачена за труп женског фантома, (Eckerman и др, 1996). Код овако компликоване геометрије система, погодан избор координатног система је веома важан и може у многеме да смањи време рачуна у неким случајевима. Центар координатног почетка је се налази у центру доње базе

трупа фантома. z оса је управљена вертикално, y оса је управљена ка задњој страни фантома, а x оса ка левој руци, (Marković и др, 2009).

Труп као елиптички цилиндар представља се једначином:

$$\left(\frac{x}{A_T}\right)^2 + \left(\frac{y}{B_T}\right)^2 \leq 1, 0 \leq z \leq C_T, \quad (3.1)$$

где су вредности параметара $A_T, B_T,$ и C_T за сваки фантом дате у Табели 3.2. Део трупа укључује и руке, док су за женски фантом груди додате споља на секцију трупа.

Табела 3.2 Параметри који дефинишу труп у ORNL серији фантома
(Eckerman и др, 1996)

Фантом	Дужина (cm)			Запремина (cm ³)	Маса (g)
	A_T	B_T	C_T		
Новорођенче	6.35	4.90	21.60	2 050	2 030
1 год	8.80	6.50	30.70	5 350	5 350
5 год	11.45	7.50	40.80	10 660	10 650
10 год	13.90	8.40	50.80	18 050	18 130
15 год	17.25	9.80	63.10	32 920	33 500
Одрастао мушкарац	20.00	10.00	70.00	43 090	43 470

Врат је представљен кружним цилиндром:

$$x^2 + y^2 \leq R_H^2, C_T \leq z \leq C_T + C_{H0} \quad (3.2)$$

Сама глава састоји се од елиптичног цилиндра, једначина (3.3), а поврх њега је полу-елипсоид, једначина (3.4):

$$\left(\frac{x}{A_H}\right)^2 + \left(\frac{y}{B_H}\right)^2 \leq 1, C_T + C_{H0} \leq z \leq C_T + C_{H0} + C_{H1}, \quad (3.3)$$

$$\left(\frac{x}{A_H}\right)^2 + \left(\frac{y}{B_H}\right)^2 + \left(\frac{z - (C_T + C_{H0} + C_{H1})}{C_{H2}}\right)^2 \leq 1, z \leq C_T + C_{H0} + C_{H1} \quad (3.4)$$

Параметри који дефинишу главу у ORNL фантому приказани су у Табели 3.3.

Табела 3.3 Параметри који дефинишу главу у ORNL серији фантома
(Eckerman и др, 1996)

Фантом	Дужина (cm)						Запремина (cm ³)	Маса (g)
	R_H	A_H	B_H	C_{H0}	C_{H1}	C_{H2}		
Новорођенче	2.8	4.52	5.78	1.56	7.01	3.99	965	1,020
1 год	3.6	6.13	7.84	2.30	9.50	5.41	2,410	2,580
5 год	3.8	7.13	9.05	3.30	10.70	6.31	3,670	4,000
10 год	4.4	7.43	9.40	4.70	11.68	6.59	4,300	4,710
15 год	5.2	7.77	9.76	7.70	12.35	6.92	4,900	5,410
Одрастао мушкарац	5.4	8.00	10.00	8.40	13.05	7.15	5,430	6,040

Ноге се за сваки из серија ORNL фантома састоје од два кружна конуса, који се могу представити следећом неједначином:

$$x^2 + y^2 \leq \pm x \left(A_T + \frac{A_T}{C_L} z \right) - C_L \leq z \leq 0 \quad (3.5)$$

где се знак + узима за леву, а – за десну ногу. Одговарајући параметри су дати у Табели 3.4.

Табела 3.4 Параметри који дефинишу ноге у ORNL серији фантома
(Eckerman и др, 1996)

Фантом	Дужина (cm)	Запремина (cm ³)	Маса (g)
	C_L		
Новорођенче	16.8	451	480
1 год	26.5	1,470	1,600
5 год	48.0	4,380	4,780
10 год	66.0	8,930	9,740
15 год	78.0	15,400	16,800
Одрастао мушкарац	80.0	20,800	22,600

Вредности за параметар A_T су претходно дати у Табели 3.2.

У ORNL серији фантома кожа се представља слојем дебљине 0.2 cm који споља обавија фантома. Скелетни систем код ORNL серије фантома састоји се од 8 делова:

кости ногу и руку, карлица, кичма (горњи, средњи и доњи део), лобања (чине је кости лобање и лица), ребра, кључне кости и лопатице. Регионална расподела активне (hematopoietic) и инактивне (fatty) коштане сржи у великој мери зависи од година фантома (Табела 5.5). Укупна маса скелета одраслог фантома је 10000 g, од чега је 3500 g маса коштане сржи (маса активне коштане сржи је 1120 g а инактивне 2380 g).

Табела 3.5 Елементи који улазе у састав ткива ORNL фантома
(Eckerman и др, 1996)

Елемент (%)	Меко ткиво	Скелет	Плућа
H	10.454	7.337	10.134
C	22.663	25.475	10.238
N	2.490	3.057	2.866
O	63.525	47.893	75.752
F	0	0.025	0
Na	0.112	0.326	0.184
Mg	0.013	0.112	0.007
Si	0.030	0.002	0.006
P	0.134	5.095	0.080
S	0.204	0.173	0.225
Cl	0.133	0.143	0.226
K	0.208	0.153	0.194
Ca	0.024	10.190	0.009
Fe	0.005	0.008	0.037
Zn	0.003	0.005	0.001
Rb	0.001	0.002	0.001
Sr	0	0.003	0.000
Zr	0.001	0	10.134
Pb	0	0.001	10.238
Gustina (g/cm^3)	1.04	1.4	0.296

Поред геометрије, за израчунавање доза потребни су хемијски састав и густине ткива одређених органа. Према ORNL публикацији, људски фантом се састоји од три врсте ткива, скелетног, плућног и меког ткива које имају различите густине и хемијски

састав, (Eskerman и др, 1996). Елементарни састав сваког од ових ткива дат је у Табели 3.5 заједно са одговарајућом густином за све фантоме, изузев новорођенчета.

Једначине органа фантома заједно са осталим релевантним информацијама (хемијски састав, запремине, масе и сл.) се уписују у улазни (input) фајл, (Крстић и Никезић, 2007), MCNP софтвера који корисник креира. Комбинујући површи кроз Булову алгебру, MCNP формира ћелије (cells) које репрезентују органе. Улазни фајлови одраслог мушкарца и жене се могу наћи на интернет презентацији Природно – математичког факултета у Крагујевцу, (Крстић, 2014). Пример уздужног пресека ORNL фантома добијеног помоћу улазног MCNP фајла коришћеног у овом раду је приказан на Слици 3.1.



Слика 3.1. Уздужни пресек ORNL фантома.

4 Софтвери за симулацију транспорта зрачења кроз материју

За одређивање дозних конверзионих фактора бета и гама зрачења краткоживећих радонових и торонових потомака неопходно је одредити ефективну дозу по јединици излагања. За ту сврху неопходан је дозиметријски модел и софтвер који је у могућности да симулира транспорт честица зрачења у оквиру одговарајућег модела и одређује дозу. Дозиметријски модел плућа описан у публикацији (ICRP 66, 1994) и ORNL математички фантом су представљени у предходним главама. У овој глави ће бити описани софтвери за транспорт зрачења који у спрези са дозиметријским моделима омогућавају прорачун релевантних величина. У овој дисертацији одређени су дозни конверциони фактори - DCF у осетљивим слојевима људског респираторног тракта и у главним органима и ткиву остатка људског организма изазвани бета и гама зрачењем краткоживећих радонових и торонових потомака услед унутрашњег и спољашњег озрачивања.

За прорачун DCF-а бета и гама зрачења у осетљивим слојевима плућног ткива, коришћен је (ICRP 66, 1994) модел респираторног тракта. Транспорт зрачења и губитак енергије у осетљивим слојевима је симулиран софтвером PENELOPE (Penetration and ENERgy LOss of Positrons and Electrons), (Salvat и др, 2003). Употребом PENELOPE софтвера прорачунате су апсорбоване фракције (AF – Absorbed Fraction) и побољшан је методолошки приступ начињен у оквиру ICRP66 публикације, (ICRP 66, 1994). У ICRP66 вредности апсорбованих фракција енергије одређиване су коришћењем софтвера EGS4 (Electron Gamma Shower), (Nelson и др, 1985). EGS4 је софтвер који симулира транспорт честица кроз одређене материјале, међутим има одређених недостатака у области ниских енергија честица, нарочито ако се ради о транспорту кроз танке слојеве. У таквим случајевима грешке у резултатима могу бити веома знатне, (Bielajew и Rogers, 1987; Molière, 1948; Fernández –Varea и др, 1993).

Дозе у главним органима и ткиву остатка од бета и гама зрачења радонових и торонових потомака су одређиване комбинацијом два дозиметријска модела на начин који ће бити описан у другоме делу ове дисертације. То су ICRP66 модел

респираторног тракта-а, (ICRP 66, 1994), и аналитички модел људског тела – математички фантом (Eckerman и др, 1996). За симулацију транспорта зрачења коришћен је MCNP-4B софтвер, (Briesmeister, 1997).

4.1 EGS4

У (ICRP 66, 1994) је за прорачун апсорбованих фракција у осетљивим слојевима респираторног тракта, коришћен Monte Carlo софтвер - EGS4, (Nelson и др, 1985), који омогућава симулацију транспорта зрачења кроз одређени материјал. Софтвер моделује стварање електрона у директним сударима и закочно зрачење изнад одређеног прага енергије (одабрано 1 keV, (ICRP 66, 1994)). У овим симулацијама практична горња граница губитка енергије при сваком акту расејања износи 6 % енергије електрона коју је имао пре расејања. Ова вредност је у складу са малим линеарним димензијама ткива мете у којој долази до губитка енергије електрона. Електрони и фотони се прате док њихова енергија не падне испод 1 keV-а, када се узима да се локално депонује. Историје свих секундарних електрона и фотона који се производе при интеракцији примарне честице са медиумом су праћене у потпуности, (ICRP 66, 1994).

За високо енергетске електроне и позитроне, EGS4 прибегава теорији вишеструког расејања која дозвољава симулацију глобалног ефекта великог броја догађаја на одређеном сегменту путање дате дужине, (Nelson и др, 1985). Овакве симулационе процедуре представљају кондензован Monte Carlo метод. Теорије вишеструког расејања имплементирани у кондензоване алгоритме за симулацију су приближног карактера и могу водити ка систематским грешкама. Ова одступања могу бити врло уочљива у одређеним случајевима услед зависности резултата симулације у односу на усвојену дужину сегмента путање, (Bielajew и Rogers, 1987). Коришћење веома кратких сегмената путање може произвести лажне ефекте у оквиру резултата симулације. На пример у раду (Molière, 1948) теорија вишеструког еластичног расејања на основу којег је написан EGS4 основни код, није применљива за дужине сегмента путање краћих од неколико еластичних средњих слободних путања, (Fernández-Varea и др, 1993), стога вишеструко еластично расејање мора бити „искључено“ када сегмент путање постане краћи од ове вредности. Као последица наведеног, стабилизација кода за кратке сегменте путања не имплицира да су резултати симулације исправни. За

последицу, грешке током симулације ће бити значајне, посебно ако се користе танки слојеви медијума кроз који се врши транспорт, као што су осетљиви слојеви ВВ и посебно bb региона. Примена кондензованих алгоритама везана је са проблемима у генерисању путање честице у близини површине која раздваја два медијума различитог састава. Када се честица креће у близини граничне површине, дужина сегмента путање се мора држати мањом од најближег растојања до разделне површине да би на тај начин сегмент путање остао унутар медиума кроз који се кретање прати, (Bielajew и Rogers, 1987). Овакав приступ у многоне компликује програмирање чак и за релативно једноставне геометрије.

Показано је да је EGS4 поуздан софтвер за симулацију транспорта зрачења. Горе наведени недостаци се односе на посебне случајеве транспорта зрачења када се ради о танким слојевима медијума (реда величине 10-ак слободних путања) кроз које се зрачење транспортује са релативно ниским енергијама (испод неколико десетина keV -а), (Bielajew и Rogers, 1987; Molière, 1948; Fernández-Varea и др, 1993).

4.2 PENELOPE софтвер

Модел расејања усвојен у PENELOPE софтверу даје поуздан опис транспорта зрачења у интервалу енергија од 1 keV за фотоне и 100 eV за електроне и позитроне до неколико стотина MeV -а, (Salvat и др, 2003). PENELOPE генерише случајни електронско-фотонски плусак у комплексним материјалним структурама произвољног броја различитих хомогених региона (тела) одређеног састава. Притом инкомпорира модел расејања комбинујући нумеричке макроскопске ефикасне пресеке (или зауставне ефикасне пресеке) са једноставним аналитичким диференцијалним ефикасним пресецима за различите интеракционе механизме, (Salvat и др, 2003).

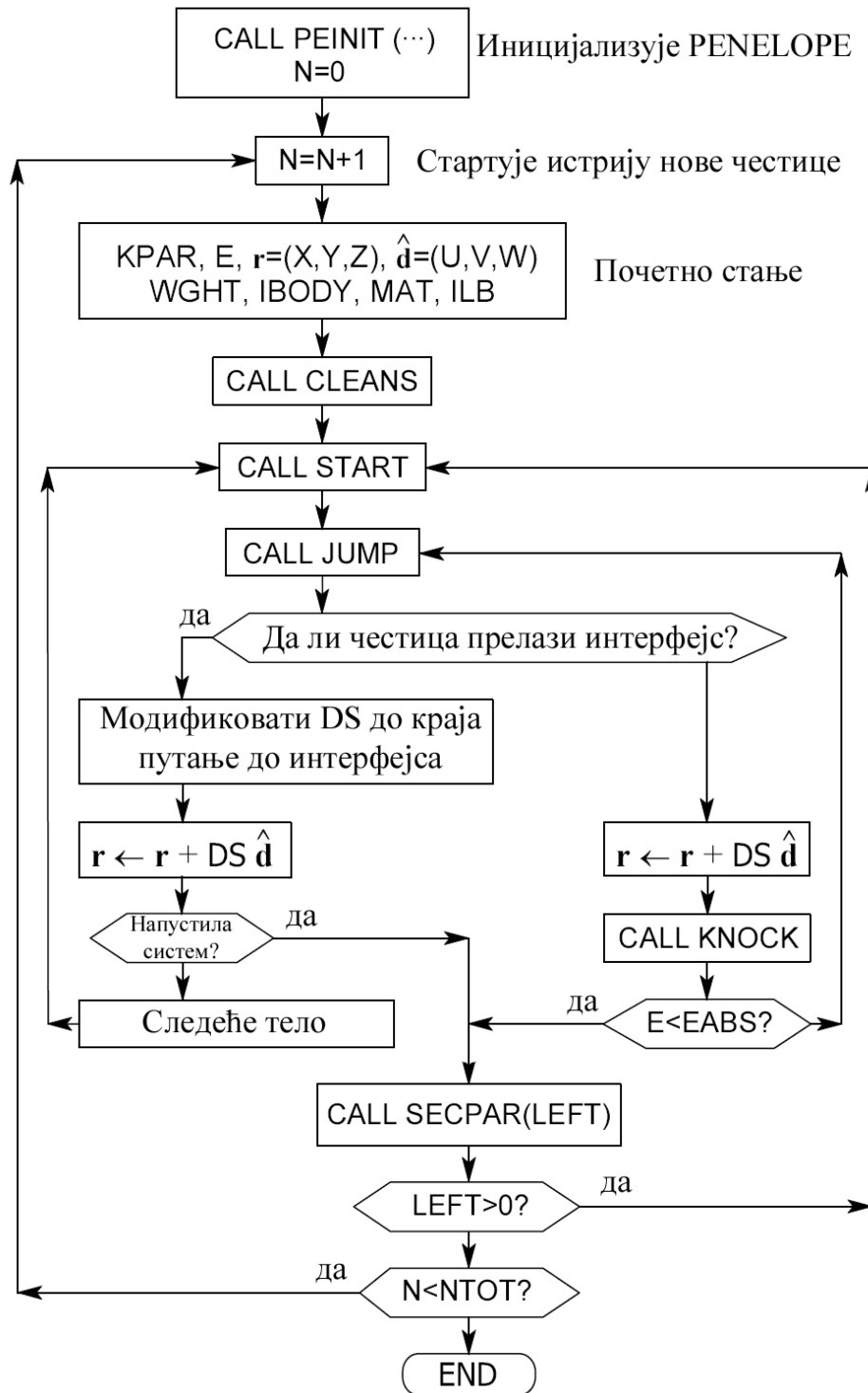
Симулација путање електрона и позитрона се врши коришћењем мешаних алгоритама класе II. Интеракције честица зрачења са медијумом можемо поделити на тврде (hard) и меке (soft), у зависности од унапред задатих параметара симулације θ_c - WCC(M) и W_c - WCR(M) (Salvat и др, 2003). θ_c и W_c представљају угао и граничну енергију (cuttof) на основу које се прави разлика између тврдих и меких интеракција. За вредности угла расејања и енергије коју честица изгуби при интеракцији које су веће од граничне вредности параметара WCC(M) и WCR(M) интеракције се сматрају

тврдим, тј. типа „hard“ и симулирају се детаљно. И обратно, у питању су меки тј. „soft“ судари који се симулирају методама вишеструког расејања, (Salvat и др, 2003). WCC(M) и WCR(M) параметри се дефинишу за сваки материјал, *M*. Постављањем параметара на нулу вршимо детаљну симулацију, где се свака честица прати корак по корак и симулира се свака интеракција понаособ. На тај начин се обезбеђује висока тачност симулације, али се знатно продужава време прорачуна и тоши више рачунарских ресурса.

Индивидуални „тврди“ еластични судари, „тврде“ нееластичне интеракције и емисија „тврдог“ заочног зрачења се симулирају детаљно, напр. случајним генерисањем на основу одговарајућих диференцијалних ефикасних пресека. Путања честице између сукцесивних „тврдих“ интеракција или између „тврде“ интеракције и проласка интерфејса (површине која дели два медијума различитих састава) се генерише као серија слободних путања, (Salvat и др, 2003). Комбиновани ефекат „меких“ интеракција које се дешавају дуж сукцесивних корака путање се симулирају као један „вештачки“ догађај типа „меких“ интеракција, где честица губи енергију и мења правац кретања, (Salvat и др, 2003). Приликом интеракције честица са медиумом кроз који се креће може доћи до стварања секундарних честица. У том случају почетни параметри (врста честице, енергија, правац кретања и др...) секундарне честице се памте у меморији рачунара. Када се у потпуности заврши праћење кретања примарне честице, тј. када она изгуби сву своју енергију или напусти систем, прелази се на симулацију кретања секундарних честица које је примарна произвела (уколико их има). Почетни параметри секундарних честица се учитавају из меморије рачунара и на потпуно аналоган начин као и у случају примарне честице приступа се њеном транспортовању, (Salvat и др, 2003).

PENELOPE софтвер је структуриран на тај начин да се укупна путања честице генерише као низ сегмената путање – слободних путева; на крају сваког слободног пута честица трпи интеракцију (судар) где губи енергију, мења правац кретања и у одређеним случајевима производи секундарне честице, (Salvat и др, 2003).

На Слици 4.1 је приказан алгоритам главног програма. PENELOPE пакет за симулацију транспорта зрачења се активира из главног програма позивањем подпрограма PEINIT, који учитава податке из датотека различитих материјала, припрема табеле величина зависних од енергије које се користе у току симулације, учитава улазни фајл геометрије и др, (Salvat и др, 2003). Геометрија система је дефинисана BB и bb регионима описаних у ICRP66 публикацији, (ICRP 66, 1994).



Слика 4.1 Алгоритам главног (MAIN) програма за симулацију пљуска електрона употребом PENELOPE софтвера, (Salvat и др, 2003)

Геометрија у PENELOPE софтверу се базира на површима другог реда. Затворен простор ограничен површима се назива тело (body). Свако тело се састоји од придруженог материјала креираног коришћењем програма који се дистрибуира у склопу PENELOPE пакета, (Salvat и др, 2003). Током симулације честица се креће унутар тела и депонује одређену количину енергије. Депоноване енергије се бележе у сваком телу посебно. Укупан број генерисаних историја (NTOT) је постављен на 10^5 .

Симулација електрона у дисајним путевима софтвером PENELOPE се може описати у неколико корака, (Markovic и др, 2007).

- Почетне тачке кретања $\vec{r}(x, y, z)$ честице се случајно бирају на местима депозиције радона и његових потомака. Ова места су мукус (гел) и цилиа слој, Слика 2.1 и Слика 2.2. Симулације се посебно извршавају за сваку комбинацију извора-мете.

- При транспорту зрачења, правац кретања честице се описује јединичним вектором \vec{d} . У зависности од избора координатног система, правац \vec{d} се може дефинисати косинусима правца (u, v, w) (напр. пројекцијама вектора \vec{d} на правце координатних оса), или поларним и азимуталним угловима θ и φ :

$$\vec{d} \equiv (u, v, w) \equiv (\sin \theta \cdot \cos \varphi, \sin \theta \cdot \sin \varphi, \cos \theta). \quad (4.1)$$

Компоненте јединичног вектора \vec{d} се случајно бирају, јер је емисија зрачења случајан процес, те је и правац емисије такође случајан.

- Када су почетна стања честице подешена позивају се подпрограми CLEAN и START како би извршили одређене операције неопходне за симулацију, (Salvat и др, 2003), (постављање свих локалних променљивих на нулу, читање табела са ефикасним пресецима, рачунање аналитичких ефикасних пресека и др.).

- Позивањем подпрограма JUMP генерише се слободна путања честице и она се помера за дужину путање у правцу \vec{d} , (Salvat и др, 2003).

- Ако честица пресече неку од граничних површина прати се даље кретање са параметрима тела са друге стране граничне површи. У супротном, подпрограм KNOCK се позива како би симулирао интеракцију, одредио нову енергију и правац кретања и складиштио почетна стања произведених секундарних честица уколико их има, (Salvat и др, 2003). Депонована енергија DE (Deposited energy) при акту интеракције се бележи и на основу ове величине се рачуна AF, (Markovic и др, 2007).

- Ако честица, после интеракције, има енергију већу од EABS овај метод се понавља све док енергија честице не падне испод EABS или док не напусти систем.

4.3 MCNP-4B софтвер

Историјски гледано, MCNP је први софтвер намењен симулацији простирања зрачења кроз материју. Његови корени сежу до 1940-их година када је плејада математичара и физичара радила на развоју атомског наоружања на пројекту “Manhattan”. У развоју овог софтера, као и саме методе Монте Карло, учествовали су такви умови као von Neuman, Metropolis, Ulam, Fermi и др. Првобитно, MCNP је био намењен за симулацију транспорта неутрона, ради рачунања критичне масе, али је касније више пута дорађиван и проширен, тако да може да симулира и фотоне и електроне. Опсег енергија у којима се може вршити транспорт честица је за неутроне од 10^{-11} MeV-а до 20-150 MeV-а, у зависности од врсте језгра са којим интерагује. За фотоне опсег енергије је од 1 keV-а до 100 GeV-а, док је за електроне опсег од 1 keV-а до 1 GeV-а. За развој овог софтвера је уложено више од 1000 истраживачких година, (Hendricks и др, 2000).

Корисник софтвера креира улазни фајл који се софтвер учитава. Информације које садржи овај фајл дефинишу се на основу задате проблематике и односе се на:

- спецификацију геометрије,
- опис материјала који испуњава геометрију,
- локацију и карактеристике извора,
- тип симулације и врсту крајњих резултата и
- избор редукције варијансе ради повећања ефикасности симулације.

MCNP (A General Monte Carlo N-Particle Transport Code) врши симулацију транспорта неутрона, фотона и електрона кроз произвољан материјал одређене геометрије. За фотоне, софтвер укључује интеракције некохерентног и кохерентног расејања, могућност флуоросцентне емисије после фотоелектричне апсорпције и апсорпцију приликом стварања електронско-позитронских парова. У процесу транспорта електрона и позитрона укључује се скретање под одређеним углом услед вишеструког Кулоновог расејања, губитак енергије у сударима са могућношћу промене путање и продукцију секундарних честица укључујући и К и X-зраке, Оже електроне, заочно зрачење, као и анихилационе гама зраке.

MCNP је написан у „Fortranu90“ који је комбинован са „C“ програмским језиком. Генерална интерна структура MCNP-а је следећа, (X-5 Monte Carlo Team, 2003):

Иницијација (IMCN):

- учитавање улазног фајла (INP) за димензионисање променљивих;
- дефинисање променљивих;
- поновно учитавање улазног фајла (INP) и додељивање вредности променљивама;
- процесуирање извора;
- процесуирање талија;
- обрада спецификације материјала без учитавања библиотека;
- израчунавање запремина и површина ћелија.

Одређивање геометрије система (PLOT).

Обрада табела ефикасних пресека (XACT):

- учитавање библиотека;
- елиминисање података о неутронима ван опсега дефинисаних енергија;
- доплерово екстраполирање еластичних и тоталних ефикасних пресека до одговарајуће температуре уколико је виша од температуре за који је библиотека ефикасних пресека дефинисана;
- процесуирање библиотека;
- обрада библиотека везаних за електроне и одређивање табела домета и угловне дистрибуције при расејању и закочно зрачење.

MCRUN покреће историје честица.

У оквиру MCRUN, MCNP симулира историје неутрона, фотона или електрона на следећи начин:

- креира примарну честицу;
- одређује растојање до граничне површине, омогућава прелазак честице преко границе у следећу ћелију;
- одређује тотални ефикасни пресек судара неутрона и производи фотоне ако их има;
- одређује тотални ефикасни пресек интеракције фотона и производи електроне ако их има;
- прати путању електрона;
- процесуира опционе вишеструке сударе;

- одређује талије детектора, DXTRAN;
- штампа излазне податке и талије;

Графички приказује талије, ефикасне пресеке и друге релевантне податке (MCPLLOT).

У овом раду симулација транспорта електрона и фотона је вршена за случај ORNL фантома одраслих појединаца оба пола.

ТЕОРИЈСКИ ДЕО РАДА И РЕЗУЛТАТИ

5 Одређивање параметара Јакобијевог модела симулацијом Брауновог кретања

У овом делу рада, из кога је проистекла публикација у часопису Health Physics, (Stevanović и др, 2009), разматрано је понашање радонових потомака са аспекта Брауновог кретања у просторији. Овакав модел је и раније коришћен како би се одредиле слободне и депоноване фракције радонових и торонових потомака у цилиндричној дифузионој комори (Nikezić и др, 2005; Nikezić и др, 2007a). Модел развијен у поменутих радovima је модификован како би могао да укључи у разматрање припајање аеросолима присутним у просторијама.

Молекули гаса се стохастички крећу сударајући се притом са другим молекулима и честицама присутним у гасу при чему долази до промене правца и брзине кретања молекула. Такво кретање је познато је као Брауново кретање. Услед стохастичког процеса кретања молекула ваздуха и присутних честица аеросола могуће је овакав модел симулирати Монте Карло методом. Првобитна идеја је била да се овакав процес детаљно симулира на основу физичких процеса у које су укључени судари честица и њихово слободно кретање између сукцесивних судара. Овакав модел је развијен у потпуности али је морао бити напуштен због немогућности практичне примене. Наиме, детаљном симулацијом корак по корак, где би честица прелазила извесни слободни пут између два судара у којима би мењала правац и брзину, изискује нереално време рачунања. Средњи слободни пут радонових и торонових потомака је око $\lambda_{free} \approx 6.6 \cdot 10^{-8} m$ а број судара у секунди је око $n_c = 7 \cdot 10^9 s^{-1}$ (Hinds, 1998). Радон чије је средње време живота око $\tau = 5.5$ дана = 476883.12 s, се судари у средњем $n_c \cdot \tau = 3.3 \cdot 10^{15}$ пута. Брзина компјутерских процесора је реда величине GHz, па чак и у

случају да је могуће симулирати један судар у једном процесорском такту (што је наравно немогуће) потребно је реда величине 10^6 s, тј. око 11.5 дана да се испрати кретање само једног атома радона. За одређивање параметара Јакобијевог модела потребно је више десетина хиљада историја једног потомка, што је немогуће урадити чак и на кластерима који имају реда величине 10^3 процесорских језгра. Због тога се за симулацију Брауновог кретања уведе кондензоване историје потомака у којима се на основу одређених расподела и вероватноћа, уз познавање почетне тачке кретања и времена кретања, одређује крајња тачка.

Услед стохастичке природе кретања, вероватноћа да честица из тачке са координатама (x_0, y_0, z_0) дође до тачке (x, y, z) за време t у гасу се може дефинисати према (Landau и Lifshic, 1965; Reist, 1993), следећом функцијом:

$$f(x, y, z, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{4Dt}} \quad (5.1)$$

где је D коефицијент дифузије честице, који је за радонове потомке у облику кластера који чине око 200 молекула водене паре груписаних око потомка, око $0.054 \text{ cm}^2/\text{s}$ (Nazaroff и Nero, 1988). Коефицијент дифузије слободног потомка који није формирао кластер је много већи, $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ (Zhuo и др, 2001).

Када се потомак припоји аеросолу, његово кретање је дефинисано кретањем аеросола. Коефицијент дифузије аеросола, за који је припојен неки од потомака, зависи од величине и облика аеросола.

5.1 Симулација припајања потомка аеросолу

У току кретања, радонов потомак се може сударити са честицом аеросола која је присутна у атмосфери и том приликом се припојити аеросолу. Вероватноћа судара потомка са аеросолом зависи од концентрације аеросола и од њихове расподеле по величинама. Три модална расподела аеросола по величини је дата од стране (Hinds, 1998; Marsh и Birchall, 2000) релацијом:

$$f(d_a) = \sum_{i=1}^3 f_i \frac{\exp\left\{-\frac{(\ln d_a - \ln AMTD_i)^2}{2 \ln^2 \sigma_{gi}}\right\}}{\ln \sigma_{gi}} \quad (5.2)$$

где је индекс $i = nucl, acc, co$, означава нуклаециону (nucleation), акумулациону (accumulation) и грубу (coarse) моду респективно. $AMTD_{nucl} = 0.05$, $\sigma_{g,nucl} = 2.0$, $f_{nucl} = 0.28$; $AMTD_{acc} = 0.25$, $\sigma_{g,acc} = 2.0$, $f_{acc} = 0.70$; $AMTD_{co} = 1.50$, $\sigma_{g,co} = 1.5$, и $f_{co} = 0.02$.

Дијаметар аеросола, d_a , се генерише нумеричком интеграцијом (5.2):

$$\int_0^{d_a} f(x) dx = \gamma, \quad (5.3)$$

где је γ случајни број униформно распоређен на интервалу од 0 до 1.

Средњи слободни пут потомка, λ , до судара са аеросолом је дат од стране (Hinds, 1998) релацијом

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot n \cdot d_a^2}, \quad (5.4)$$

где је n концентрација аеросола у просторији.

Случајна дужина пута атома ^{218}Po , од тачке његовог настанка радиоактивним распадом ^{222}Rn , до судара са аеросолом и припајањем за исти се одређује као:

$$l = -\lambda \cdot \ln \gamma. \quad (5.5)$$

На другој страни средњи слободни пут овог потомка између два респективна судара са молекулима ваздуха је $\lambda_{free} = 6.6 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ и број судара у јединици времена износи $n_c = 7 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ (Hinds, 1998). Користећи ове величине можемо одредити средњи пут који потомак пређе у случају када да не долази до судара са аеросолом:

$$L = \lambda_{free} \cdot n_c \cdot t, \quad (5.6)$$

где је t време кретања потомка.

Узима се, да се припајање аеросолу догоди увек када се потомак судари са аеросолом. Због тога, услов при којем долази до припајања, је да генерисана дужина путање у симулацији, l , до судара са аеросолом буде мања од путање коју би потомак прешао када би се кретао у ваздуху који не садржи аеросоле, тј укупне путање коју може прећи, L :

$$l \leq L. \quad (5.7)$$

Уколико је овај услов испуњен потомак се припаја аеросолу у свом кретању и надаље се посматра кретање аеросола коме је потомак припојен.

Коефицијент дифузије аеросола који са собом носи атом потомка се одређује изразом (Hinds, 1998):

$$D = \frac{kTC_c}{3\pi\eta d_a}, \quad (5.8)$$

где је k Болцманова константа, T собна температура; коефицијент C_c је Кунигамован (Cunningham) корекциони фактор који је функција дијаметра аеросола:

$$C_c = 1 + \frac{1}{P \cdot d_a} (15.6 + 7e^{-0.059P \cdot d_a}); \quad (5.9)$$

P је притисак у соби; η је вискозност ваздуха израчуната као

$$\eta = \frac{2(mkT)^{1/2}}{3\pi^{3/2}d_a^2}, \quad (5.10)$$

и m је маса аеросола одређена преко средње густине аеросола 1.65 g/cm^3 (Kwang, 2006).

5.2 Симулација понашања радонових потомака у просторији

Симулација понашања радона и његових потомака у просторији, узимајући у обзир радиоактивни распад, депозицију и припајање аеросолима, са малом јачином вентилације, која може бити занемарена (затворене просторије), се може описати у неколико наредних корака.

Корак 1: Због униформне расподеле радона у просторији, тачке настанка атома ^{218}Po који се формирају распадом ^{222}Rn су такође униформно распоређене у просторији и могу се генерисати као:

$$\begin{aligned} x_{218\text{Po}} &= A \cdot \gamma_1 \\ y_{218\text{Po}} &= B \cdot \gamma_2, \\ z_{218\text{Po}} &= C \cdot \gamma_3 \end{aligned} \quad (5.11)$$

где су A , B и C димензије собе (дужина, висина и ширина).

Корак 2: Када се одреде тачке настанка атома ^{218}Po , његово време живота се случајно генерише на основу средњег времена живота, τ :

$$t = -\tau \ln(\gamma_4) \quad (5.12)$$

Корак 3: Једначином (5.1) се генеришу крајње тачке кретања. Вероватноћа да честица која се налази у тачки (x_0, y_0, z_0) , у току кретања дође до тачке (x, y, z) после времена t је дата на основу (5.1) функцијом:

$$P(x, y, z, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{4Dt}} dx dy dz. \quad (5.13)$$

Услов нормираности вероватноће је:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y, z, t) dx dy dz = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}} dx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{4Dt}} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4Dt}} dz = 1 \quad (5.14)$$

Интеграл који се јављају у једначини (5.14) су међусобно независни и сваки од њих, нормиран на јединицу, представља вероватноћу да се честица нађе у некој тачки по одређеној координати. Једначина (5.14) нам говори да је вероватноћа да се честица нађе било где у простору, између $-\infty$, $+\infty$ координата једнака јединици, тј. честица се мора наћи негде у простору. Ако је горња граница интеграције коначна вредност, интеграл у (5.14) су мањи од јединице. Тако је:

$$\int_{-\infty}^X \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}} dx = \gamma_1; \\ \int_{-\infty}^Y \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{4Dt}} dy = \gamma_2; \\ \int_{-\infty}^Z \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4Dt}} dz = \gamma_3. \quad (5.15)$$

Случајни број, γ_1 представља вероватноћу да честица дође од тачке x_0 , до тачке X , у току времена t . Аналогно објашњење важи за остале две координате.

Три интеграла у једначини (5.15) се могу записати у форми

$$\int_{-\infty}^X \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} dx = \gamma_1, \quad (5.16)$$

где је $\sigma = \sqrt{2Dt}$. Координата X (горња граница интеграције) се налази као

$$X = X' \cdot \sigma + x_0 = X' \cdot \sqrt{2Dt} + x_0 \quad (5.17)$$

где је параметар X' израчунат из интеграла

$$\int_{-\infty}^{X'} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx = \gamma_1. \quad (5.18)$$

Уколико се крајње тачке налазе унутар просторије за почетак се узима да се атом ^{218}Po распада као неприпојен и тачка распада се означава као (x_s, y_s, z_s) .

Уколико се крајња тачка налази ван просторије подразумева се депозиција на зиду. Тачка депозиције (x_d, y_d, z_d) се одређује као пресек равни зида и линије која повезује почетну $(x_{218\text{Po}}, y_{218\text{Po}}, z_{218\text{Po}})$ и (x, y, z) крајњу тачку кретања. Време од почетка кретања до неког догађаја (распад – s или депозиција d), t_m , се може одредити по формули (Nikezić и Stevanović, 2007б):

$$t_m = \frac{1}{2D} \cdot \left(\frac{x_{d,s} - x_{218\text{Po}}}{x'} \right)^2, \quad (5.19)$$

где је x' параметар генерисан на основу Гаусове функције. Крајња тачка, X , је генерисана једначином (5.17), где је x_0 координата почетне тачке кретања а t је време у току кога се кретање врши. Нека је финална тачка кретања X_F дата, онда је време, t_m , потребно да честица пређе растојање између тачака x_0 и X_F одређено следећом релацијом:

$$t_m = \frac{1}{2D} \cdot \left(\frac{X_F - x_0}{x'} \right)^2 \quad (5.20)$$

Сада је потребно проверити да ли је испуњен услов $l \leq L$, тј. да ли је пре распада атом ^{218}Po срео аеросол. Наиме прво се предпоставља кретање атома ^{218}Po у ваздуху без присуства аеросола. На тај начин се одређује шта би се десило са овим атомом да аеросоли нису присутни. Након тога пошто је концентрација аеросола различита од нуле испитује се да ли је у међувремену у свом кретању атом ^{218}Po могао да се судари са аеросолом и припоји му се. Уколико услов $l \leq L$ није испуњен то значи да се атом ^{218}Po не би припојио аеросолу и крајњи исход је распад у тачки (x_s, y_s, z_s) или депозиција у тачки (x_d, y_d, z_d) . У том случају историја симулације кретања овог потомка се овде завршава, где крајње тачке овог потомка представљају почетне тачке кретања следећег потомка ^{214}Pb .

Корак 4: Уколико је услов $l \leq L$ испуњен, неопходно је одредити тачку у којој је дошло до припајања и испратити даље кретање аеросола. Најпре се одређује растојање између почетне и крајње тачке у кретању описаном у **Кораку 3:**

$$R = \sqrt{(x_{218\text{Po}} - x_i)^2 + (y_{218\text{Po}} - y_i)^2 + (z_{218\text{Po}} - z_i)^2} \quad (5.21)$$

где је $i=d$ (у случају депозиције) или $i=s$ (у случају распада). С обзиром да се тачка припајања налази негде између почетне и крајње тачке кретања слободног атома

(**Корак 3**), ова тачка се може униформно генерисати. Растојање од почетка кретања до припајања, d_c , се генерише униформно у интервалу од 0 до R :

$$d_c = R \cdot \gamma_5 \quad (5.22)$$

Координате тачке припајања су:

$$\begin{aligned} x_c &= x_{218Po} + d_c \cdot p_x \\ y_c &= y_{218Po} + d_c \cdot p_y \\ z_c &= z_{218Po} + d_c \cdot p_z \end{aligned} \quad (5.23)$$

p_x , p_y и p_z су компоненте јединичног вектора правца кретања потомка. Ова тачка се узима почетном тачком кретања аеросола са потомком. Крајња тачка се одређује једначином (5.1), где се у обзир узима преостало време живота и одговарајући коефицијент дифузије генерисаног аеросола, према једначини (5.8).

Корак 5: Ако је крајња тачка кретања аеросола генерисана ван просторије, аеросол се депонује на зиду просторије. У супротном припојени потомак се распада у просторији. Новоформирани потомак остаје припојен за аеросол, осим ^{214}Pb , који може узмакнути и одвојити се од аеросола са одређеном вероватноћом.

Вероватноћу одвајања – фактор узмака је првобитно одредио (Mercer, 1976) и добио вредност 0.8, и ова вредност је често у употреби. Аутори (Stevanovic и др, 2004) су показали да фактор узмака зависи од дијаметра аеросола, облика и хемијске структуре. Треба напоменути да се атоми потомака могу припојити аеросолу на његовој површини, али услед коагулације аеросола атом потомка се може наћи и у унутрашњости аеросола. Фактор узмака је различит у овим случајевима. Овде је претпостављено следеће: (а) површинско припајање атома потомка за сферни аеросол, и (б) аеросол је хемијског састава кварца (SiO_2). На основу ових претпоставки фактор узмака може имати вредност између 0.5 и 1. Расподела фактора узмака базирана на овим претпоставкама је направљена и користи се за симулацију одвајања олова од аеросола.

Када се равнотежно стање успостави, број атома ^{218}Po , N_C , насталих у јединици времена је константан. Симулацијом је праћено кретање радонових потомака у просторији у временском интервалу од $T_0 = 5 h$. Време настанка појединих радионуклида тј. потомака је случајно генерисано унутар интервала од $5 h$, $T_n = T_0 \cdot \gamma$, с обзиром да је настанак неког потомка прати распад претходника који је случајне природе. У току симулације се може одредити време крајњег исхода одређеног потомка (било да се ради о распаду, депозицији или припајању) и бележе се они исходи

који упадају у интервал од 5 h. На тај начин се може одредити број распаднутих (N_{decay}), депонованих (N_{depo}) и припојених (N_{attach}) у јединици времена, тј. по једном часу.

Број насталих атома у јединици времена је једнак суми распаднутих, депонованих и припојених атома

$$\lambda_{i-1}N_{i-1} = \lambda_i N_i^u + \lambda_{di} N_i^u + \lambda_{ai} N_i^u, \quad (5.24)$$

тј. у горњој нотацији то би било:

$$N_c = N_{decay}^u + N_{depo}^u + N_{attach}^u. \quad (5.25)$$

За одређени број креираних атома, $N_c = \lambda_{i-1}N_{i-1}^u$, број распаднутих по једном часу, N_{decay}^u , се одређује описаном симулацијом. На тај начин број атома који постоји у

просторији је $N_i^u = \frac{N_{decay}^u}{\lambda_i}$. На основу броја депонованих и припојених атома потомака

(N_{depo} , N_{attach}) одређених симулацијом и из једначина (5.24 и 5.25), јачина депозиције и припајања се одређује као:

$$\lambda_{di} = \frac{N_{depo}^u}{N_i^u} \text{ и } \lambda_{ai} = \frac{N_{attach}^u}{N_i^u} \quad (5.26)$$

Аналогно, јачина депозиције припојених потомака је:

$$\lambda_{di}^a = \frac{N_{depo}^a}{N_i^a} \quad (5.27)$$

где је $N_i^a = \frac{N_{decay}^a}{\lambda_i}$, и N_{decay}^a је број распада по сату припојених потомака и $i = {}^{218}\text{Po}$,

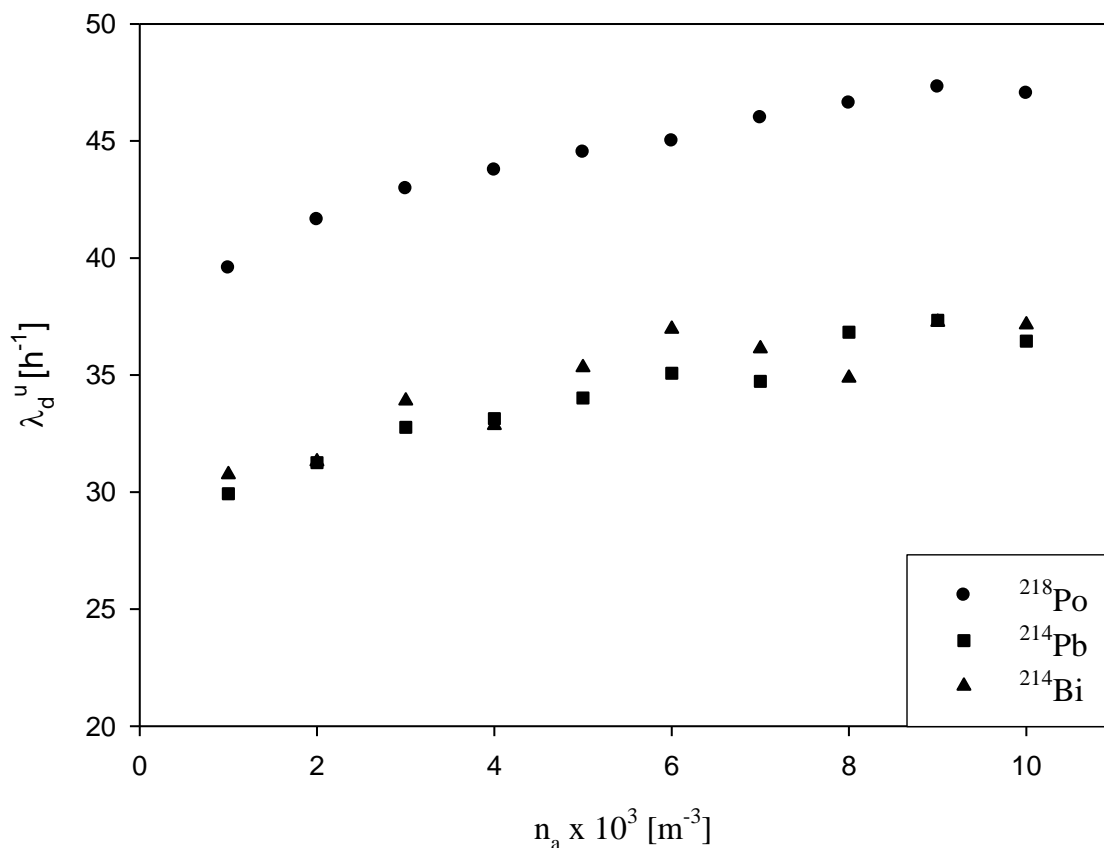
${}^{214}\text{Pb}$, ${}^{214}\text{Bi}$.

За симулацију понашања потомака у просторији описаној изнад развијен је компјутерски програм који омогућава бележење броја распаднутих, депонованих и припојених по једном часу, на основу чега рачуна параметре Јакобијевог модела.

5.3 Израчунавање параметра Јакобијевог модела

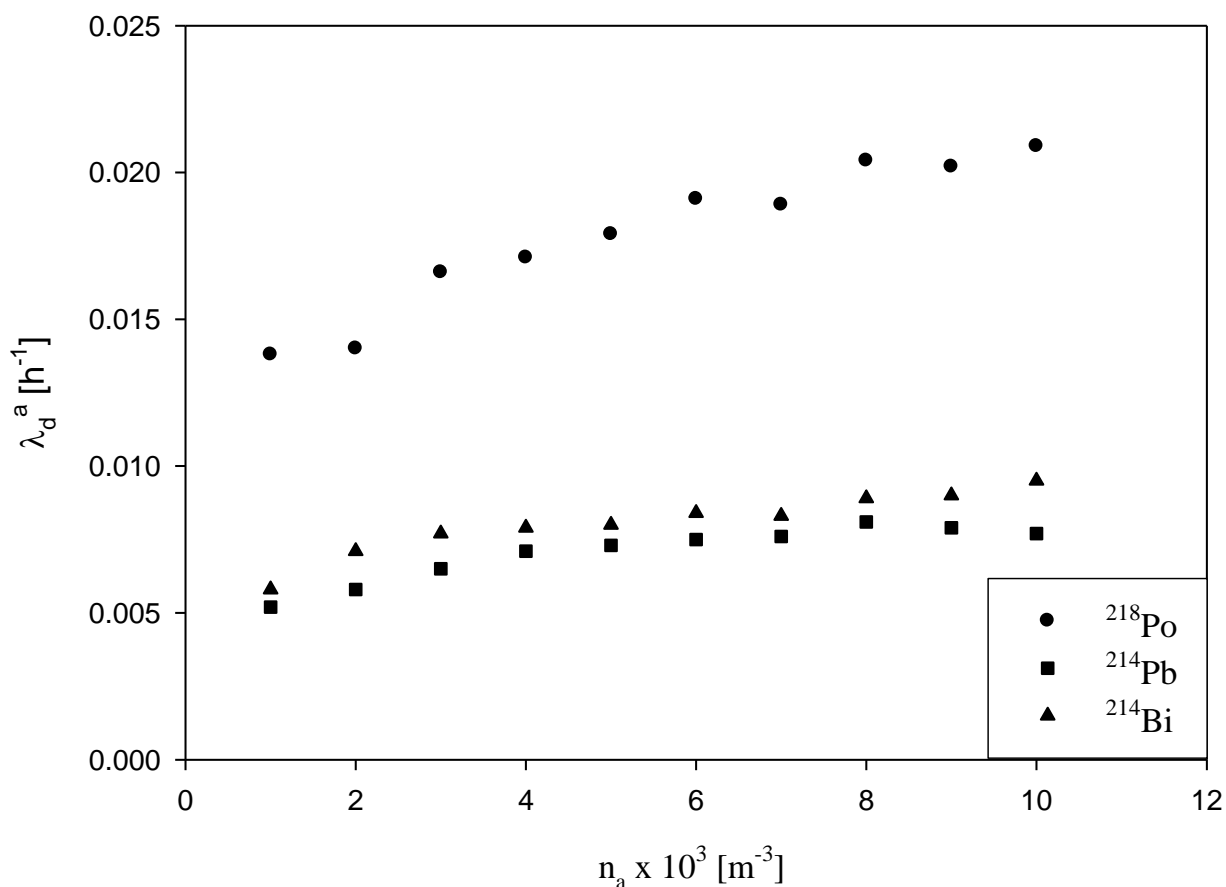
Просторија димензија $4 \times 3 \times 2.5 \text{ m}^3$ је узета у обзир за одређивање параметара Јакобијевог модела, као соба типичне величине. Јачина депозиције и припајања као функција концентрације аеросола је представљена на Сликама 5.1, 5.2 и 5.3. Овом приликом концентрација аеросола је варирана у опсегу $(1-10) \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$.

На Слици 5.1 је приказана зависност јачине депозиције неприпојених потомака од концентрације аеросола. Јачина депозиције варира од 39 до 47 h^{-1} . За ^{214}Pb и ^{214}Bi атоме, јачина депозиције има блиске вредности услед не мого различитог времена полураспада и мења се између 30 и 36 h^{-1} за ^{214}Pb и између 31 и 37 h^{-1} за ^{214}Bi . Добијене вредности су у домену вредности датих у (Amgarou, и др, 2003). Јачина депозиције се повећава са концентрацијом аеросола.



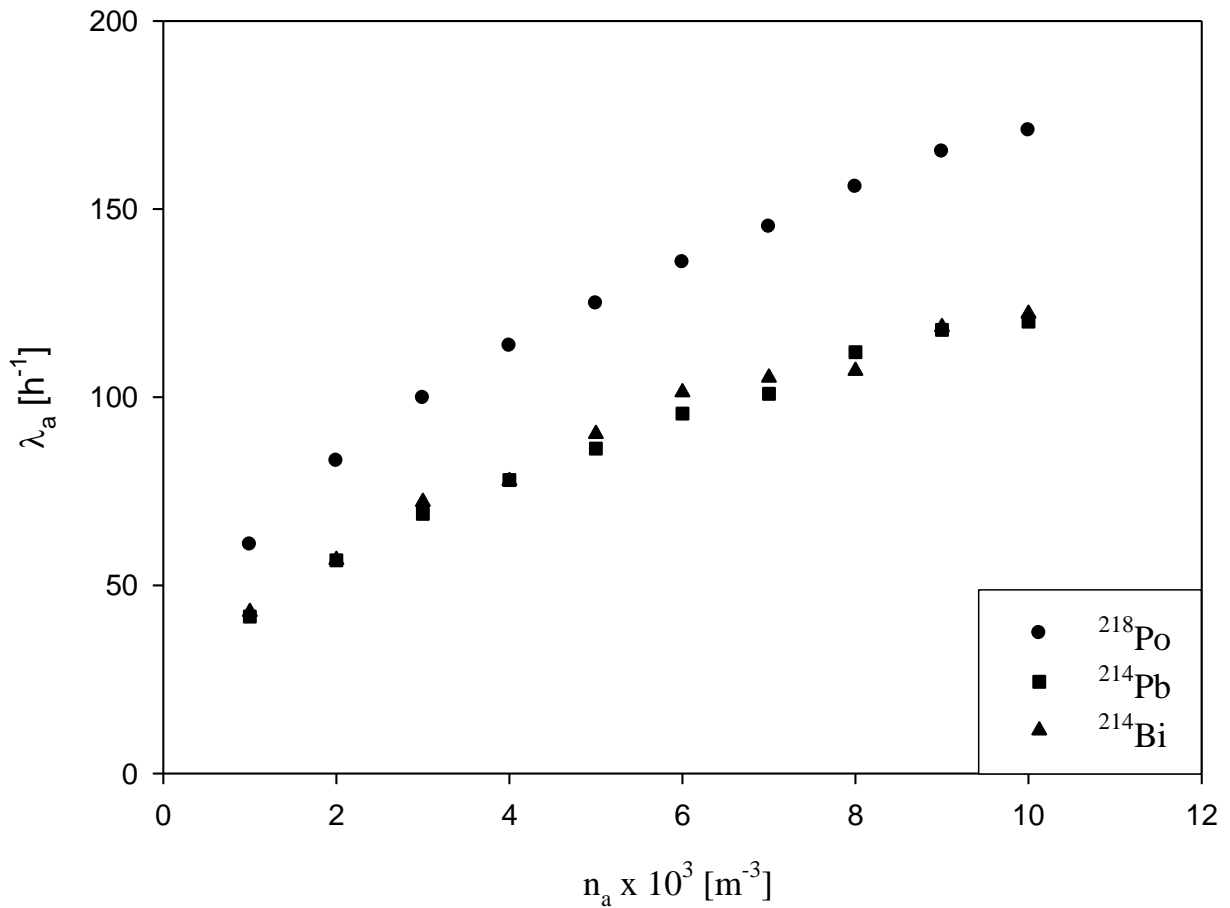
Слика 5.1 Јачина депозиције неприпојених потомака, λ_d^u .

Јачина депозиције припојених потомака је дата на Слици 5.2. Вредности су знатно мање од истих за неприпојене потомке. Разлог је у томе што је коефицијент дифузије аеросола много мањи од коефицијента дифузије слободног атома који је формирао кластер са молекулима водене паре. За ^{218}Po атоме јачина депозиције припојених потомака је између $0.014\text{-}0.021\text{ h}^{-1}$, док је за ^{214}Pb и ^{214}Bi атоме, између $0.005\text{-}0.008\text{ h}^{-1}$ и $0.006\text{-}0.009\text{ h}^{-1}$, респективно. Ове вредности су мање од процењених у радовима (Amgarou и др, 2003; Nikolopoulos и Vogianis, 2007).



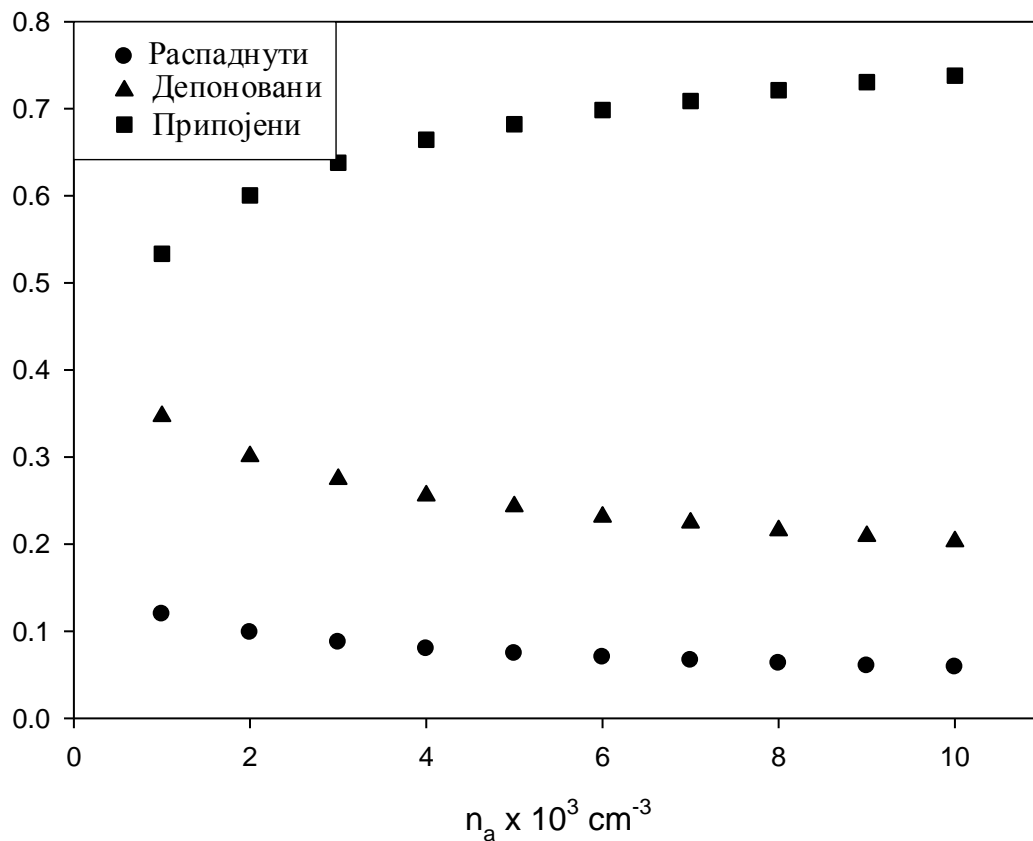
Слика 5.2 Јачина депозиције припојених потомака, λ_d^a .

Јачина припајања радонових потомака у функцији од концентрације аеросола је представљена на Слици 5.3. Може се уочити да се јачина припајања интензивно повећава са концентрацијом аеросола и за ^{218}Po атоме се мења у опсегу од $60\text{-}170\text{ h}^{-1}$. За ^{214}Pb и ^{214}Bi јачина припајања је мања и креће се између $41\text{-}120\text{ h}^{-1}$ и $43\text{-}122\text{ h}^{-1}$.



Слика 5.3 Јачина припајања потомака, λ_a .

На слици 5.4. су представљене фракције концентрација ^{218}Po атома у функцији концентрације аеросола које су одређене на основу параметара Јакобијевог модела представљених на сликама 5.1, 5.2 и 5.3. Евидентно је да се концентрације припојених потомака повећавају са концентрацијом аеросола, док концентрације распаднутих и депонованих опадају.



Слика 5.4 Фракције концентрација ^{218}Po атома у функцији концентрације аеросола

Вредности параметара Јакобијевог модела одређених у овоме раду су представљене у Табели 5.1 и упоређене са вредностима других аутора (Amgarou и др, 2003; Nikolopoulos и Vogianis, 2007). Nikolopoulos и Vogianis су параметре одредили мерећи активносне концентрације радонових потомака у термалним бањама Eftalou и Thermi.

Табела 5.1 Вредности параметара Јакобијевог модела

параметри Јакобијевог модела h^{-1}	Amgarou и др, 2003	Nikolopoulos и Vogiannis, 2007		Овај рад	
		Eftalou бања	Thermi бања		
		^{218}Po	50-52	200-203	60-170
Јачина припајања	5-500	^{214}Pb	105-112	90-96	41-120
		^{214}Bi	0.5-0.8	0.8-0.9	43-122
Јачина депозиције неприпојених потомака	5-110	^{218}Po	102-103	169-171	39-47
		^{214}Pb	112-120	98-105	30-36
		^{214}Bi	0.6-0.7	0.5-0.6	31-37
Јачина депозиције припојених потомака	0.05-1.1	^{218}Po	4.9-5.0	0.9-1.1	0.014-0.021
		^{214}Pb	0.9-1.0	0.25-0.26	0.005-0.008
		^{214}Bi	3.7-4.0	1.8-2.1	0.006-0.009

У раду (Amgarou и др, 2003) параметри имају исте вредности за све потомке. Nikolopoulos и Vogiannis су мерењем активносних концентрација одређивали параметре за сваки потомак понаособ и добили вредности које се међусобно разликују. То је и потврђено у овоме раду и представља оригинални допринос аутора. Вредности јачине депозиције мерене у термалним бањама (Nikolopoulos и Vogiannis, 2007) су знатно веће због изразито повећене влажности ваздуха која повећава јачину депозиције припојених потомака.

6 Апсорбоване фракције електрона и бета честица у осетљивим слојевима људског респираторног тракта

У овом делу рада, из кога је проистекао чланак у часопису Radiation and Environmental Biophysics, (Marković и др, 2007), одређене су апсорбоване фракције (Absorbed Fractions – AF) електрона у осетљивим слојевима људског респираторног тракта. За ту сврху је коришћен симулациони софтвер PENELOPE базиран на Monte Carlo методи. Људски респираторни тракт је моделован према публикацији Интернационалне Комисије за заштиту од зрачења (International Commission for Radioation Protection – ICRP), (ICRP 66, 1994); у овој публикацији дате су апсорбоване фракције електрона где је за прорачун коришћен EGS4, (Nelson и др, 1985), симулациони софтвер. Неке од апроксимација које су коришћене у ICRP66 моделу су побољшане у овом делу рада и представљене су новодобијене вредности за AF. Минимална енергија (EABS – Energy of ABSorption) до које се електрон прати током транспорта кроз материјал је 1 keV у ICRP66 публикацији, док је у овом раду та вредност снижена на 100 eV. Снижавањем вредности за EABS добијају се прецизнији резултати апсорбованих фракција за иницијалне енергије електрона испод 50 eV. Поред тога, да би се представила ткивна маса у ICRP66 публикацији коришћена је вода, док је у овом раду коришћено одговарајуће епителијално ткиво.

На основу добијених вредности апсорбованих фракција одређене су дозе и DCF у осетљивим слојевима HRTM, (Marković и др, 2011).

Од посебног интереса у овоме делу су бронхијални, ВВ, и бронхиоларни, bb, региони на чијим унутрашњим слојевима долази до депозиције удахнутих радионуклида. Ти слојеви су мукус (гел) и цилија што се може видети на Сликама 2.1 и 2.2. На овим местима се депоновани радонови и тороновы потомци распадају емитујући алфа и бета честице и гама зрачење. Према моделу, ова два слоја се узимају као извори зрачења, (ICRP 66, 1994). Емитоване честице погађају осетљиве слојеве и депонују одређену количину енергије у њима. Радијациона оштећења осетљивих слојева ћелија чине их потенцијалним местима за формирање ћелија карцинома, (ICRP

66, 1994). Ово је један од разлога зашто је од интереса прорачунати апсорбоване фракције емитованог зрачења у осетљивим слојевима.

Главни допринос дози потиче од емитованог алфа зрачења. Међутим, остали типови зрачења, бета и гама, су такође присутни и доприносе укупној дози не само у плућима, већ и у осталим, удаљеним, органима, (Marković и др, 2009). За прорачун AF у овом раду коришћен је софтвер PENELOPE, (Salvat и др, 2003), који методом Monte Carlo симулира електронско-фотонски пљусак у произвољном материјалу. AF су прорачунате за моноенергетске електроне и за спектар бета зрачења радонових потомака у осетљивим слојевима цилијатног епитела BB и bb региона, (Marković и др, 2007).

Постоји више разлога због којих су апсорбоване фракције у BB и bb регионима рачунате коришћењем PENELOPE софтвера. У ICRP66 публикацији ткиво осетљивих слојева је представљено водом уместо адекватнијим медијумом који одговара реалном ткиву. Доња граница енергије електрона, испод које се узима да се они локално депонују, је 1 keV . Ова граница енергије не утиче много на резултате симулација у којима електрони имају високе почетне енергије. Ситуација се мења уколико електрони полазе са иницијалним енергијама реда 50 keV и мање и тада грешке у прорачуну могу бити велике, (Marković и др, 2007). Такође, EGS4 није у могућности да изврши симулацију за електроне са малим иницијалним енергијама ($AF=0$ у ICRP66 за енергије мање од 40 keV) јер се електрони локално депонују не достижући до осетљивих слојева, што не одговара реалности, (Marković и др, 2007). Ови недостаци су превазиђени у овом раду користећи PENELOPE софтвер, у коме је енергија испод које се електрони локално депонују $EABS=100\text{ eV}$, смањујући тиме грешке резулата за ниске енергије. Такође, коришћен је адекватни, ткиву еквивалентан, материјал. Један од најважнијих разлога за прорачунавање AF је прецизност и тачност симулационих софтвера. EGS4, коришћен у ICRP66 публикацији није у могућности да тачно прорачуна AF у танким слојевима као што су BB и bb региони за енергије електрона испод 80 keV , (Bielajew и Rogers, 1987; Molière, 1948; Fernández –Varea и др, 1993). На другој страни, PENELOPE може одредити AF за електроне свих иницијалних енергија коришћених у ICRP66, (Salvat и др, 2003). Ова чињеница је од интереса у случају одређивања AF бета спектра неких нуклида као што су ^{212}Pb и ^{214}Pb који садрже 48.75% и 22.92% честица са енергијама испод 80 keV , што се може видети на Сликама 1.3 и 1.6, (Марковић и др, 2009).

PENELOPE се као софтверски пакет дистрибуира у виду отвореног кода писаног у FORTRAN77 програмском језику. Сама структура програма је таква да је пакет за симулацију израђен у виду подпрограма, тако да PENELOPE код мора бити допуњен главним „MAIN“ програмом, који контролише геометрију и еволуцију путање и бележи релевантне величине, (Salvat и др, 2003). У овом делу рада MAIN програм је развијен како би се симулирао транспорт електрона кроз ткиво и ваздух дисајних цевчица. Симулације су вршене за два различита случаја:

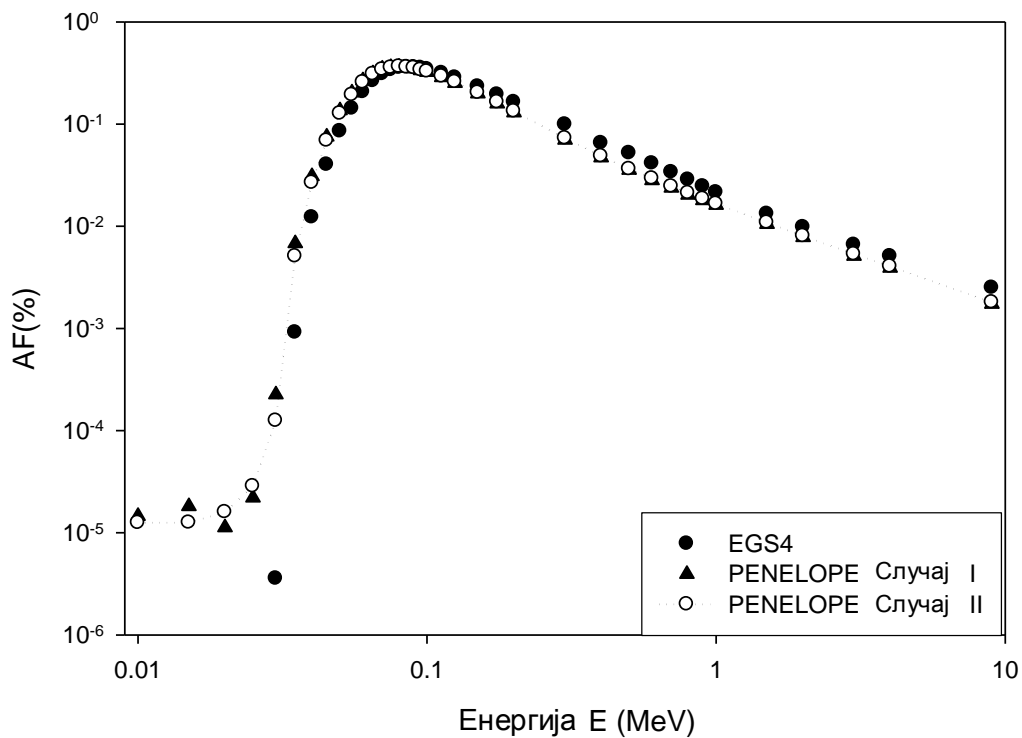
Случај I: Симулација софтвером PENELOPE је вршена под истим условима и параметрима као у симулацији EGS4 софтвером у оквиру ICRP66 публикације. Транспорт електрона се вршио до енергије 1 keV-а и за материјал који репрезентује ткиво је коришћена вода густине $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$.

Случај II: Симулација је вршена користећи измењене вредности доње границе депозиције електрона, EABS=100 eV. Као ткивни еквивалент је коришћено је епително ткиво ($\rho = 1.054 \text{ g/cm}^3$), (Ziegler и др, 1985).

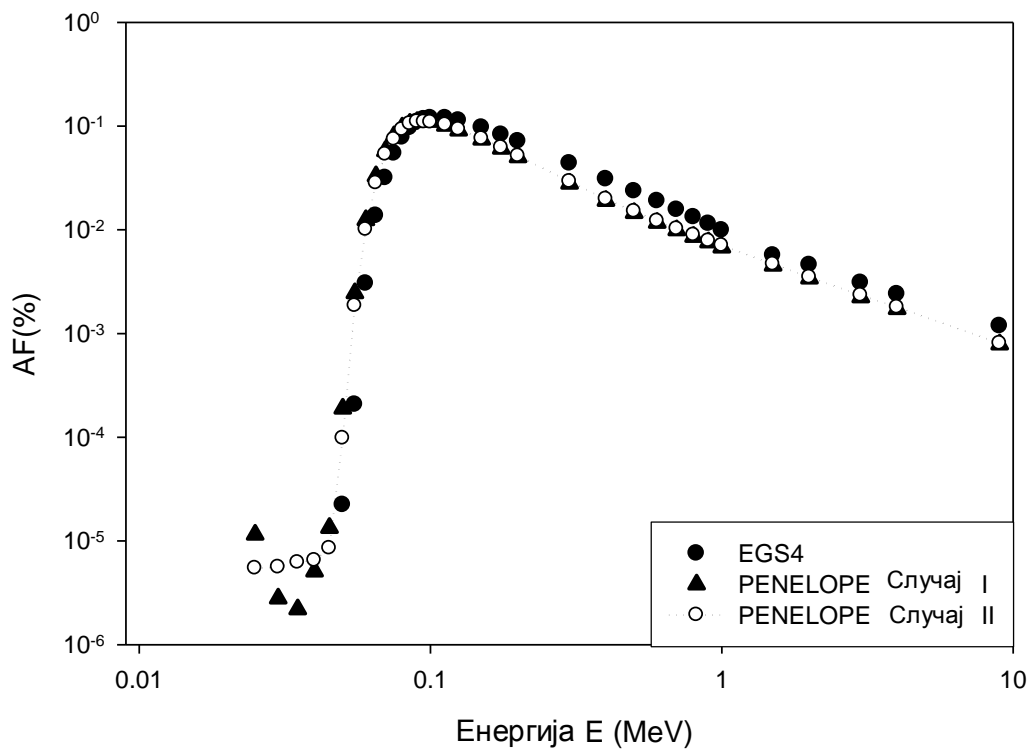
Очекује се да параметри коришћени у Случају II утичу на резултате симулације за електроне ниских енергија. У оба случаја симулација је обављена PENELOPE програмом.

6.1 Резултати прорачуна апсорбованих фракција

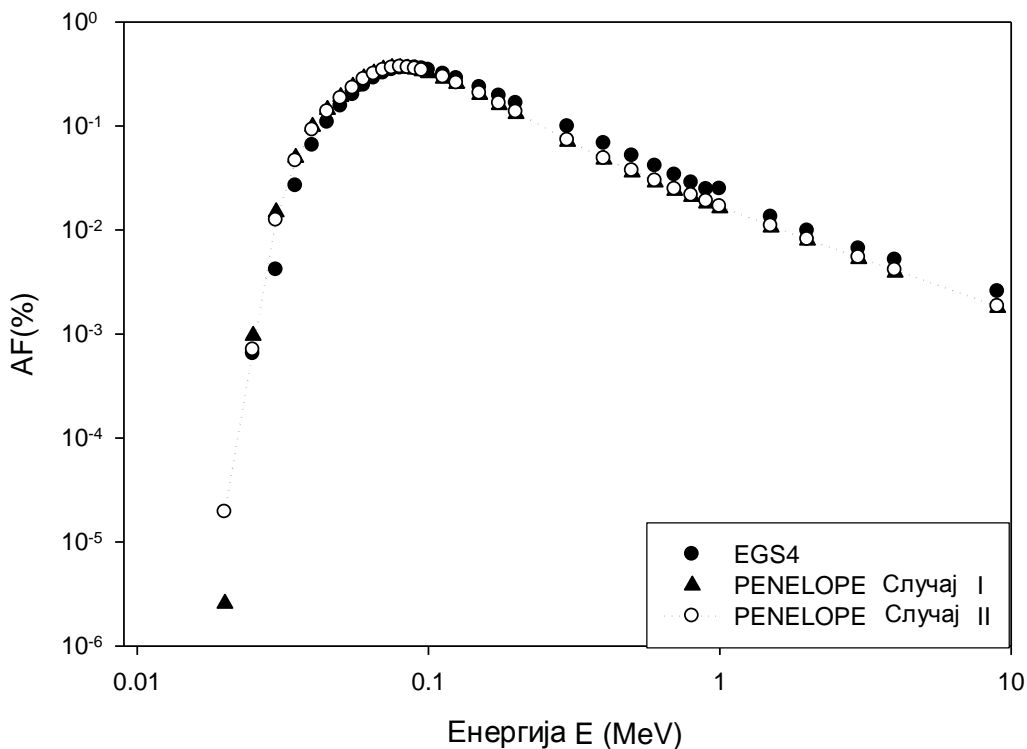
Коришћењем PENELOPE софтвера симулације су вршене за различите вредности параметара (Случај I и II) за изворе бета честица смештене у одговарајућим слојевима ВВ и bb региона. Израчунате AF за моноенергетске електроне су приказане на Сликама 6.1 до 6.6. и поређене су са вредностима датим у ICRP66 публикацији. На Сликама 6.1 и 6.2 представљене су AF у ВВ региону, где је извор у мукусу, док су мете секреторне и базалне ћелије. На Сликама 6.3 и 6.4 дате су AF за извор у цилијатном слоју ВВ региона. На Сликама 6.5 и 6.6 су дате AF у bb региону, где се извор налази у мукусу и цилијама, респективно.



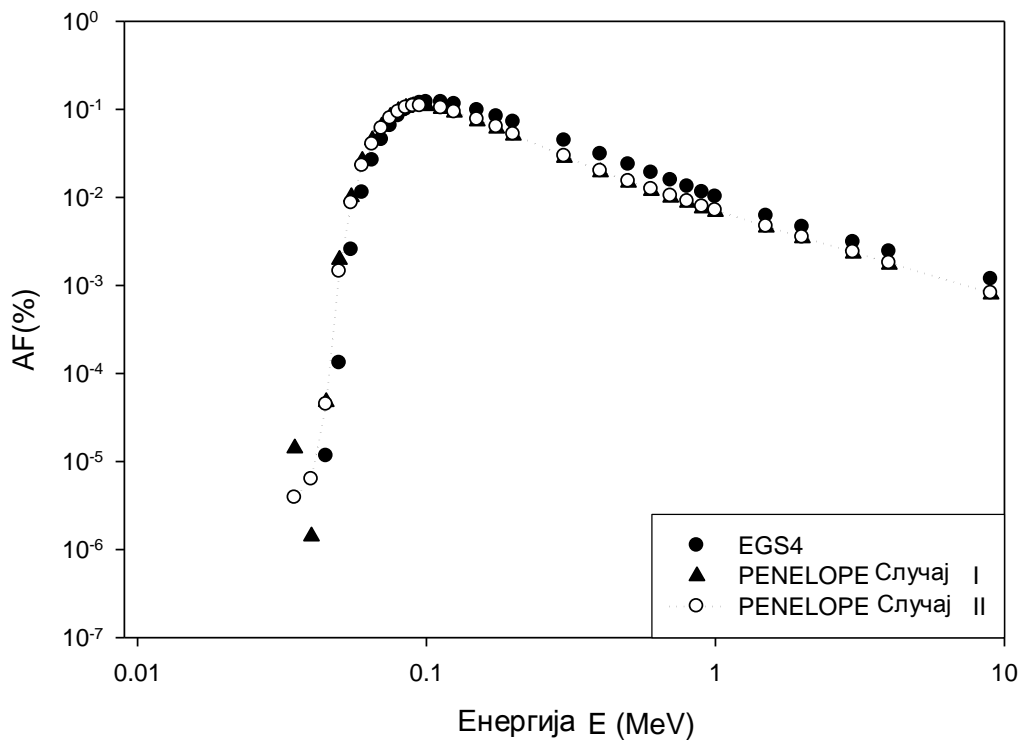
Слика 6.1 AF моноенергетских електрона у BB региону; извор се налази у мукусу, а мете су секреторне ћелије



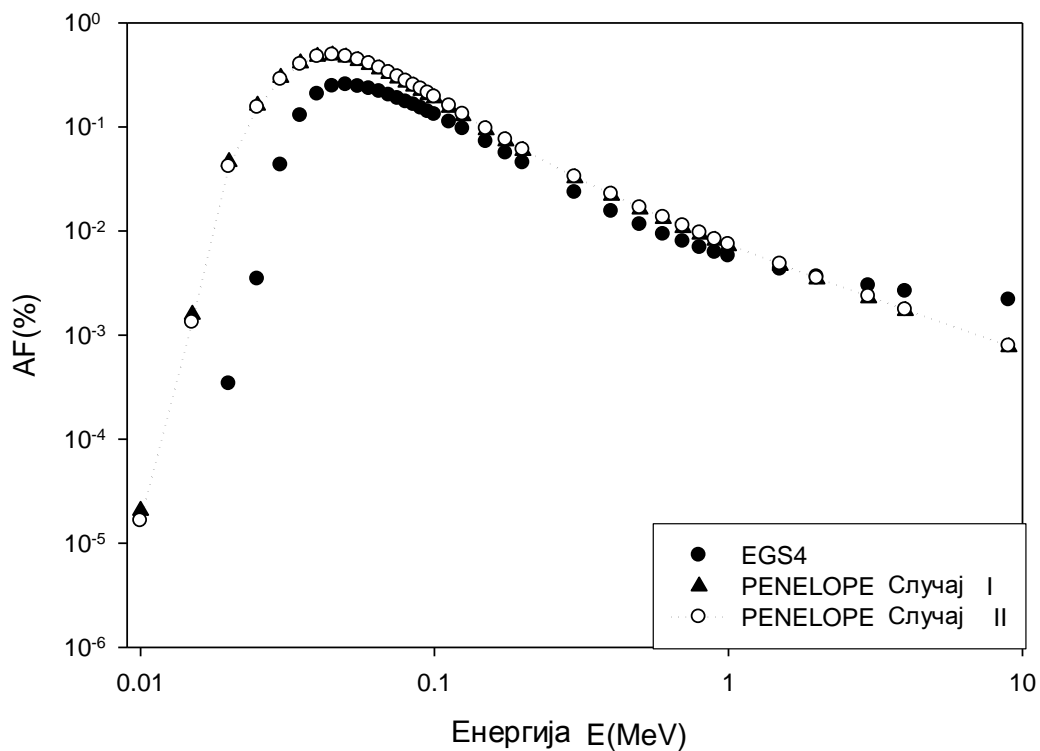
Слика 6.2 AF моноенергетских електрона у BB региону; извор се налази у мукусу, а мете су базалне ћелије



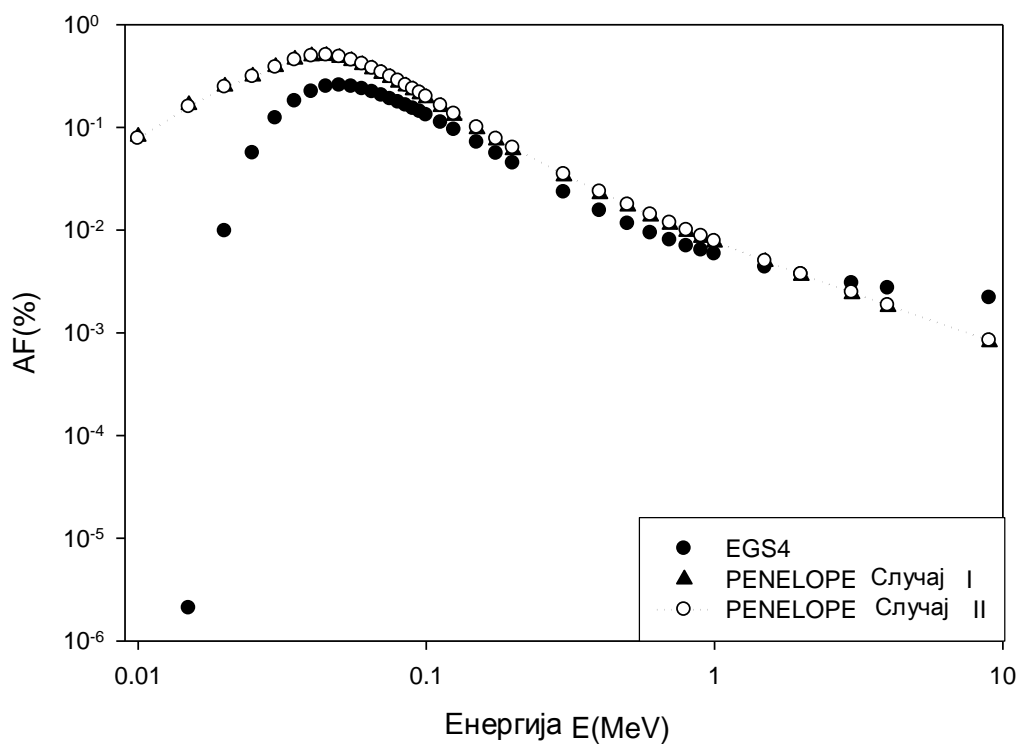
Слика 6.3 AF моноенергетских електрона у ВВ региону; извор се налази у цилијатном слоју, а мете су секреторне ћелије



Слика 6.4 AF моноенергетских електрона у ВВ региону; извор се налази у цилијатном слоју, а мете су базалне ћелије



Слика 6.5 AF моноенергетских електрона у bb региону; извор се налази у мукусном слоју, а мете су секреторне ћелије



Слика 6.6 AF моноенергетских електрона у bb региону; извор се налази у цилијаном слоју, а мете су секреторне ћелије

Може се видети веома добро слагање за вредности AF у случају када су електрони емитовани са енергијама већим од 80 keV-а. Извесно неслагање у bb региону се примећује за енергије електрона веће од 3 MeV-а, (Слике 6.5 и 6.6). Симулације EGS4 софтвером нису погодне када се користе танки слојеви као у случају bb региона. За високе енергије вишеструко еластично расејање мора бити искључено када дужина путање превазиђе растојање до најближе површине, (Fernández –Varea и др, 1993). Због тога стабилизација за „мале“ слободне путање нужно не имплицира тачност резултата симулације, што за последицу води ка већим грешкама у симулацији.

За енергије мање од 80 keV разлике између AF рачунате PENELOPE и EGS4 софтвером су знатне. EGS4 вредности апсорбованих фракција нагло опадају и једнаке су нули за енергије до око 40 keV, у зависности од комбинације извора мете. Ове вредности апсорбованих фракција су доста мање од вредности добијених PENELOPE софтвером, која даје вредности апсорбованих фракција различитих од нуле све до најнижих енергија. Разлика у резултатима за ниске енергије је последица симулационих метода имплементираних у EGS4 и PENELOPE софтверу. Теорије вишеструког расејања које користе EGS4 дају добре резултате за високе енергије електрона (>100 keV), док за ниске енергије ове методе нису прецизне, (Fernández – Varea и др, 1993). На другој страни PENELOPE софтвер користи алгоритам за детаљну симулацију „честице по честицу“ и може прецизно да симулира расејање и интеракцију електрона од енергија 100 eV, (Molière, 1948; Fernández–Varea и др, 1993).

Разлика између резултата симулације вршене PENELOPE софтвером за Случај I и II се најјасније могу уочити на Сликама 6.1, 6.2 и 6.4. Одступања на графицима за Случај I за енергије електрона до 30 keV су последица вредности за доњу границу енергије, EABS, коју електрони могу имати при транспорту кроз медијум, која је у овом случају 1 keV. За мале иницијалне енергије електрона, ова граница није занемарљива у односу на почетну енергију и даје максималну грешку по историји од 3 % (за почетне енергије електрона 30 keV) до 10 % (за почетне енергије електрона 10 keV) при симулацији историје једне честице. У Случају II, EABS је 100 eV, а грешка за једну историју се изражава у промилима, док укупна релативна грешка не превазилази неколико процената.

Разлике у резултатима за мале енергије су од великог значаја при прорачуну AF бета спектра радионуклида. Бета спектри радонових и торонових потомака су приказани на Сликама 1.3 и 1.6, одакле се може видети да за ^{212}Pb 48.75% емитованих бета честица има енергију мању од 80 keV. За ^{214}Pb , ^{212}Bi , ^{214}Bi процентуалне фракције

честица са енергијама мањим од 80 keV износе 22.92, 5.18 и 7.41%, респективно. Услед великих фракција бета честица са енергијама мањим од 80 keV, разлике у вредностима AF бета честица су евидентне.

Апсорбоване фракције моноенергетских електрона су коришћене у ICRP публикацији за одређивање AF за бета честице различитих нуклида. За прорачун AF бета спектра у овом делу рада генерисано је 10^6 честица са енергетским расподелама презентованих на Сликама 1.3 и 1.6. Сет почетних параметара је коришћен као у Случају II да би се обезбедила тачност резултата. У Табели 6.1 су приказане AF бета емитера.

Табела 6.1 AF бета зрачења рачунате за потомке ^{222}Rn и ^{220}Rn

Регион	ВВ				bb	
	Мукус		Цилиа		Мукус	Цилиа
Мета	секрет.	базал.	секрет.	базал.	секреторне ћелије	
AF(^{214}Pb)	0.09499	0.03423	0.09676	0.03460	0.05689	0.05942
AF(^{212}Pb)	0.18020	0.05727	0.18540	0.05802	0.13870	0.14720
AF(^{214}Bi)	0.02956	0.01167	0.03003	0.01178	0.01504	0.01570
AF(^{212}Bi)	0.02362	0.009524	0.02404	0.009605	0.01163	0.01211

Резултати на Сликама 6.1-6.6 показују разлике између апсорбованих фракција датих у ICRP66 публикацији и рачунатих у овом раду PENELOPE софтвером за Случај II, у опсегу енергија до 80 keV. Због великог удела бета честица са ниским енергијама, AF бета зрачења датих у (ICRP 66, 1994) морају бити кориговане.

Као што је раније поменуто AF представља однос апсорбоване енергије, E_{abs} , честице у датом региону и њене укупне енергије при емисији, E_{tot} .

$$AF = \frac{E_{\text{abs}}}{E_{\text{tot}}}. \quad (6.1)$$

Током симулације транспорта бета зрачења, бележене су посебно депоноване енергије честица са иницијалним енергијама испод 80 keV, $E_{\text{abs}}^{<80\text{keV}}$. Ове вредности су коришћене да би био процењен допринос бета честица са почетном енергијом мањом од 80 keV укупној апсорбованој фракцији целокупног спектра: $E_{\text{abs}}^{<80\text{keV}} / E_{\text{abs}}$. Рачун показује да је овај допринос веома значајан и достиже 20 % за извор, ^{212}Pb , који се налази у мукусу,

где су мета секреторне ћелије bb региона. Најмањи допринос је 3%, за извор, ^{212}Bi , који се налази у цилијатном слоју, док су мета базалне ћелије BB региона из разлога што овај потомак садржи 5.18% бета честица са енергијама мањим од 80 keV. За све потомке и комбинације извор-мета допринос нискоенергетских бета честица укупној апсорбованој фракцији читавог спектра је у интервалу од 3 до 20% у зависности од комбинације извор-мета.

Велики допринос ниско енергетских бета честица и разлике у вредностима AF за мале енергије моноенергетских електрона у односу на податке дате у ICRP66, имплицира да су вредности AF рачунатих у овом делу рада коришћењем PENELOPE софтвера тачни и да се успешно могу користити за потребе процене доза.

7 Дозе од бета зрачења $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ потомака у осетљивим слојевима људских плућа и дозни конверзиони фактори

Велики напори у истраживању су усмерени ка одређивању штетних ефеката алфа честица емитованих од стране радонових и торонових потомака. Допринос бета честица укупној дози је увек интуитивно занемариван. У овоме делу овог рада квантификоване су дозе бета честица у осетљивим слојевима HRTM од радонових и торонових потомака депонованих у плућима. За одређивање доза и прорачун DCF-а коришћене су апсорбоване фракције у осетљивим слојевима, одређене у претходној глави и публиковане у раду (Marković и др, 2008). Такође је у овоме делу рада извршена анализа осетљивости дозног конверзионог фактора у односу на параметре Јакобијевог модела.

7.1 Методологија прорачуна доза у осетљивим слојевима

По инхалацији, радонови и торони потомци се таложе на унутрашњим површинама дисајних путева људског респираторног тракта одакле дифузијом доспевају у слојеве мукуса и цилија (ICRP66, 1994). Како би се одредила ефективна доза у осетљивим слојевима, енергија апсорбована по јединици масе (апсорбована доза) се претходно мора израчунати и утежњити одговарајућим радијационим и ткивним тежинским факторима.

Апсорбована енергија, E_{dep} , по једној емитованој честици зрачења је у вези са апсорбованом фракцијом, AF , преко релације:

$$E_{dep} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i \cdot AF(E_i) \quad (7.1)$$

E_i је енергија i -те бета честице, $AF(E_i)$ је апсорбована фракција и N је укупан број бета честица. С обзиром да бета честице имају континуални спектар енергија, апсорбована фракција је такође континуална функција енергије. $AF(E_i)$ је одређена Монте Карло симулацијом у Глави 6 овог рада, (Marković и др, 2008). Апсорбована енергија

дефинисана изразом (7.1) израчуната је за базалне и секреторне ћелије бронхијалног и бронхиоларног региона, где се извором бета честица сматрао мукус и цилија слој. Средња апсорбована доза по једној честици зрачења, за све могуће комбинације извора и мете је израчуната као апсорбована енергија по јединици масе ткива који представља мету у јединицама (MeV/g - по честици зрачења).

Доза у бронхијалном региону (BB) је:

$$\overline{D}_{BB}^j = \frac{\sum E_{dep}^{i,j}}{m_{BB}^j}, \quad i = \text{мукус и цилија, } j = \text{базалне и секреторне ћелије,} \quad (7.2)$$

где је m_{BB}^j маса j^{th} осетљивог слоја. Индекс i означава извор, а j локацију мете.

Бронхиоларни (bb) регионне садржи базалне ћелије и средња доза изражена у (MeV/g -по честици зрачења) је:

$$\overline{D}_{bb} = \frac{\sum E_{dep}^i}{m_{bb}}, \quad i = \text{мукус и цилија слој,} \quad (7.3)$$

где је m_{bb} маса секреторног слоја у bb региону. Укупна апсорбована доза у BB региону од одређеног радионуклида, тј потомка n се одређује утежњеним сумирањем доза у базалном и секреторном слоју. Тежински фактори ових слојева се узимају једнаким, 0.5 и укупна доза од потомка n у бронхијалном региону је:

$$D_{BB}^n = 0.5 \cdot D_{BB}^{Basal,n} + 0.5 \cdot D_{BB}^{Secretory,n}, \quad (7.4)$$

Овакво утежњавање доза, препоручено у ICRP66, подразумева да су базалне и секреторне ћелије региона BB једнако осетљиве на алфа зрачење и да је вероватноћа појаве канцера у овим слојевима иста по јединичној дози. Аргумент који ICRP66 изнео као оправдање за овакво утежњавање је да не постоје експериментални подаци који би указивали на различиту осетљивост ових ћелија.

Даље су бронхијалном, бронхиоларном и алвеоларно-интестиналном региону приписани фактори 0.333 (ICRP 66, 1994). Тако је укупна апсорбована доза у трахеобронхиалном региону, (Т-В), од нуклида n дата као:

$$D_{T-B, \text{ per radiation particle}}^n = 0.333 \cdot D_{BB}^n + 0.333 \cdot D_{bb}^n \quad (7.5)$$

Преостали део утежавајућег фактора до 1, односи се на AI део од 0.333, а 0.001 је резервисано за лимфне жлезде.

Како би се одредио DCF апсорбоване дозе се морају прерачунати по јединичном излагању, а не по честици зрачења, у (mGy/WLM). Јединично излагање у (WLM) (Working level month) одговара излагању од 173 сати у атмосфери са концентрацијом

радона од 3700 Bq/m^3 који је у секуларној равнотежи са потомцима. За торон, одговарајућа концентрација у атмосфери износи 275 Bq/m^3 . Апсорбована доза из једначине (7.5) се множи са активносном концентрацијом, A , депонованом у људским плућима од концентрације која одговара јединичном излагању у атмосфери. На тај начин трансформишемо дозу по честици зрачења у дозу по једном распаду.

$$D_{T-B}^n = A_i^n \cdot Y \cdot D_{T-B, \text{ per radiation particle}}^n, \quad i\text{-BB or bb}, \quad (7.6)$$

где је Y принос бета зрачења који је једнак јединици за електроне, A је активност у i -том региону n -тог радионуклида (^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{212}Pb or ^{212}Bi), дата у Табели 2.4.

Апсорбована доза се затим множи са радијационим тежинским фактором (w_r) бета зрачења, који је једнак јединици, и затим се сумира по свим радионуклидима n како би се добила еквивалентна доза, (ICRP 103, 2007), (у јединицама mSv/WLM).

$$H = \sum_n w_R \cdot D_{T-B}^n, \quad n = ^{214}\text{Pb}, ^{214}\text{Bi}, ^{212}\text{Pb} \text{ and } ^{212}\text{Bi} \quad (7.7)$$

Ефективна доза се даље израчунава множењем еквивалентне дозе са одговарајућим тивним тежинским фактором, који је 0.12, за плућа (ICRP 103, 2007).

$$E = 0.12 \cdot H \quad (7.8)$$

Ефективна доза израчуната по јединици излагања у mSv/WLM представља представља DCF.

Поред одређивања DCF-а, испитана је његова зависност у односу на параметре Јакобијевог модела (Jacobi, 1972). Улазни параметри Јакобијевог модела за програм LUNGDOSE су систематично мењани један по један у одређеном опсегу вредности, са одређеним кораком, док су остали држани константним и једнаким најбоље процењеним вредностима. DCF је израчунат за сваку комбинацију параметара.

7.2 Резултати доза и DCF у осетљивим слојевима

7.2.1 Апсорбоване дозе и DCF од бета зрачења радонових и торонових потомака

Дозе у осетљивим слојевима људског респираторног тракта од бета зрачења радонових и торонових потомака су одређене на начин који је описан у претходном тексту. Резултати су представљени у Табели 7.1.

Табела 7.1 Апсорбоване дозе ($0.1 \cdot \text{MeV/g}$ -по честици зрачења) у осетљивим слојевима HRT услед краткоживећих радонових и торонових потомака

	^{214}Pb	^{214}Bi	^{212}Pb	^{212}Bi
$D_{BB \text{ Secret}}$	2.03	1.93	1.68	1.87
$D_{BB \text{ Basal}}$	1.64	1.68	1.18	1.63
D_{BB}	1.83	1.80	1.43	1.75
D_{bb}	0.161	0.293	0.177	0.304
D_{t-b}	0.664	0.698	0.535	0.683

Сумирајући допринос од свих потомака добија се укупна апсорбована доза, D_{t-b} , која је заједно са DCF-ом у $T-B$ региону представљена у Табели 7.2.

Табела 7.2 Укупна апсорбована доза у ($m\text{Gy/WLM}$) и DCF у ($m\text{Sv/WLM}$)

	^{222}Rn progeny	^{220}Rn progeny
D_{t-b}	1.73	0.49
DCF	0.21	0.06

Према добијеним резултатима DCF одређен у осетљивим слојевима је $0.21 m\text{Sv/WLM}$ за радонове и $0.06 m\text{Sv/WLM}$ за торонове потомке. За алфа честице радонових и торонових потомака DCF је између 13 и 15 $m\text{Sv/WLM}$, и 4.5 $m\text{Sv/WLM}$ (Nikezić и Stevanović, 2007b), респективно. Када се упореди апсорбована доза алфа и бета зрачења разлике и нису тако велике. Укупна апсорбована доза по WLM , D_{T-B} , за

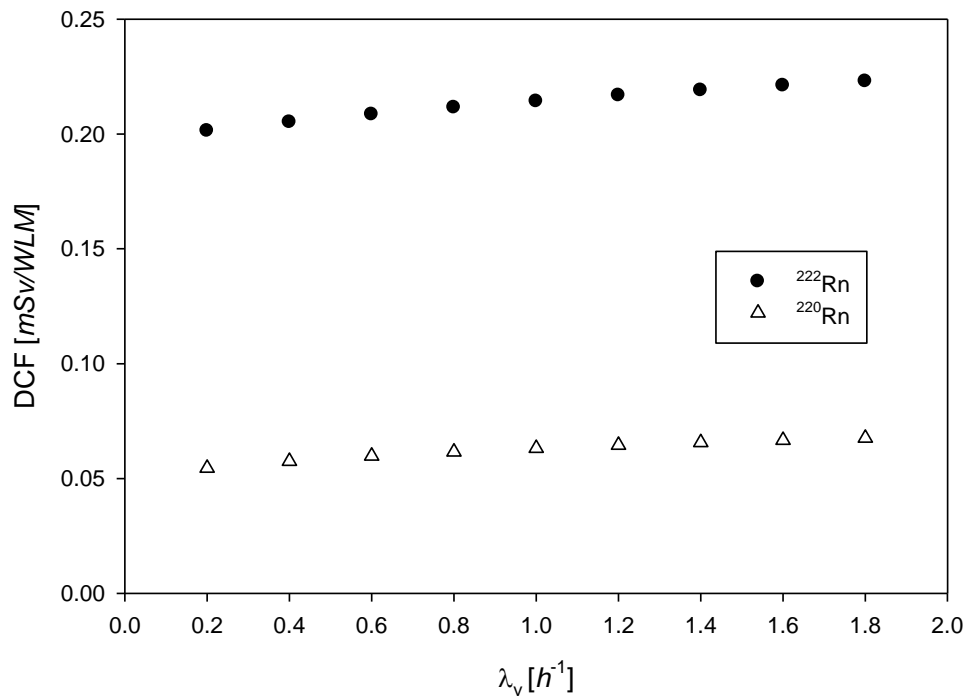
алфа зрачење је 4.12 mGy/WLM за радонове и 1.88 mGy/WLM торонове потомке (Nikezić и др, 2006). Апсорбована доза бета зрачења из Табеле 10.2 је 1.73 и 0.49 mGy/WLM за радонове и торонове потомке респективно, што чини око 40% алфа дозе за радонове и око 25% дозе за торонове потомке. Међутим, разлика у ефективној дози алфа и бета зрачења је евидентна. Услед мале релативне биолошке ефикасности електрона, за исту апсорбовану дозу алфа и бета зрачења ефективна доза (и DCF) је 20 пута већа за алфа честице.

7.2.2 Зависност DCF-а од параметара средине

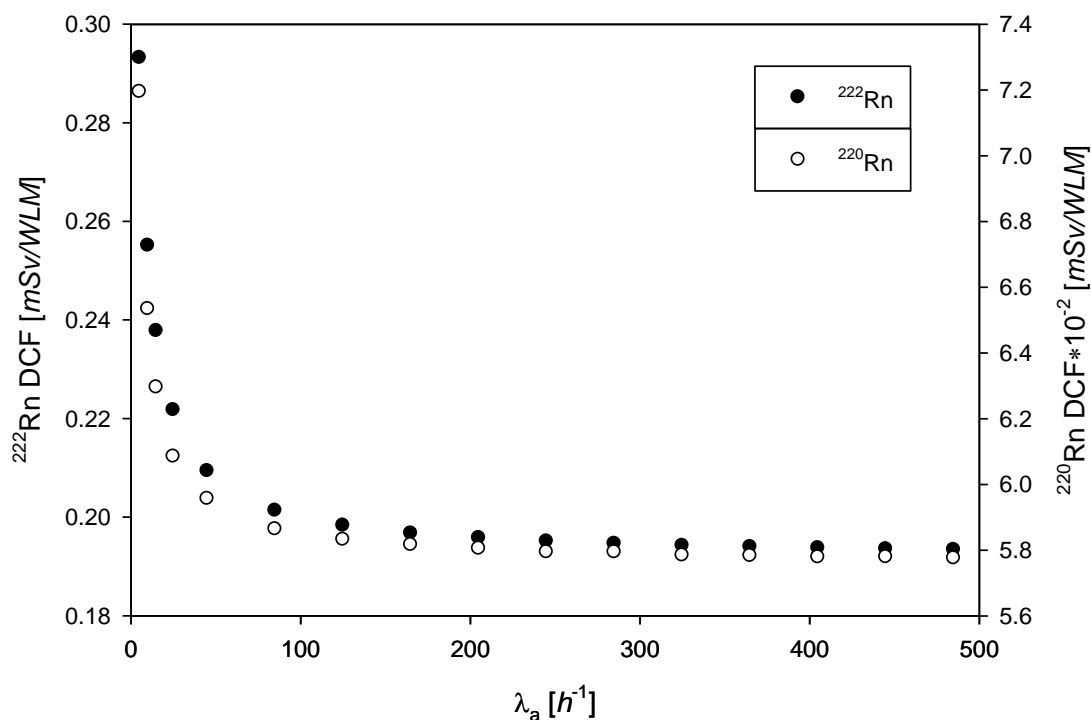
У наставку је испитана зависност DCF од параметара Јакобијевог модела. Улазни параметри Јакобијевог модела су мењани у одређеном опсегу вредности, са одређеним кораком, док су остали држани константним и једнаким најбоље процењеним вредностима. Зависност DCF од јачине вентилације, λ_v , је представљена на Слици 7.1. Може се уочити да се DCF полако повећава са порастом јачине вентилације. DCF варира од 0.2013 до 0.2245 mSv/WLM за радон и од 0.0546 до 0.0676 mSv/WLM за торон. Повећањем јачине вентилације долази до већег уклањања активности из атмосфере. Међутим како се прорачун врши по јединичном излагању која подразумева 3700 Bq/m^3 и 275 Bq/m^3 радона, тј. торона у секуларној равнотежи са потомцима, повећање јачине вентилације ће утицати на однос концентрације потомака у ваздуху и депонованих у плућима. Иако ове концентрације опадају и очекује се опадање DCF-а, РАЕС који је у корелацији са концентрацијом у ваздуху, а обрнуто пропорционалан DCF-у брже опада, што резултује у свеукупном расту DCF-а.

Зависност DCF радонових/торонових потомака од јачине припајања, λ_a , је изражена само за мале вредности λ_a , док не достигне најбоље процењену вредност, што се може уочити на Сликама 7.2 и 7.3. Даљим повећањем λ_a , DCF се незнатно мења и код радонових и торонових потомака. Максималне вредности DCF-а су 0.2932 и 0.0719 mSv/WLM за радонове и торонове потомке респективно. Повећавањем јачине припајања расте припојена фракција и мења се однос слободне и припојене фракције у корист припојене. На тај начин већа концентрација припојене фракције доспева дубље у компартменте плућа, где се доза по честици зрачења смањује, Табела 2.4. То резултује укупном смањењу DCF-а, иако је очекивано да он расте. Ово је последица

чињенице да DCF зависи од више променљивих и у овом случају, иако активносне концентрације по дубини продирања ваздуха расту, доза се смањује и резултујући ефекат је такав да умањење дозе преовлађује и DCF опада.

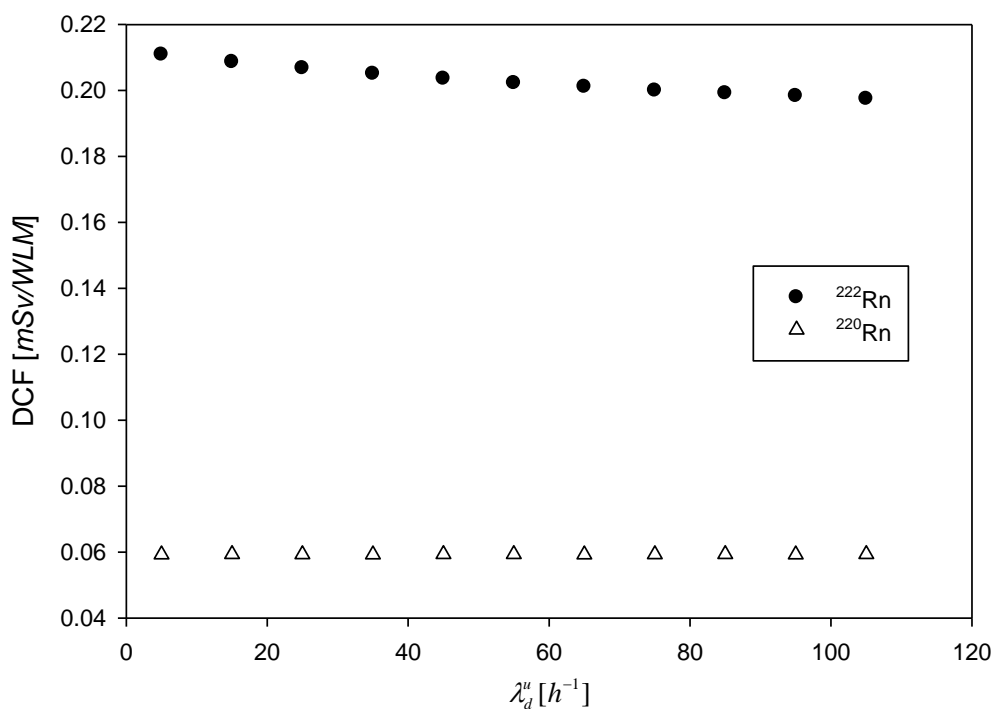


Слика 7.1 Зависност DCF-а од јачине вентилације, λ_v .



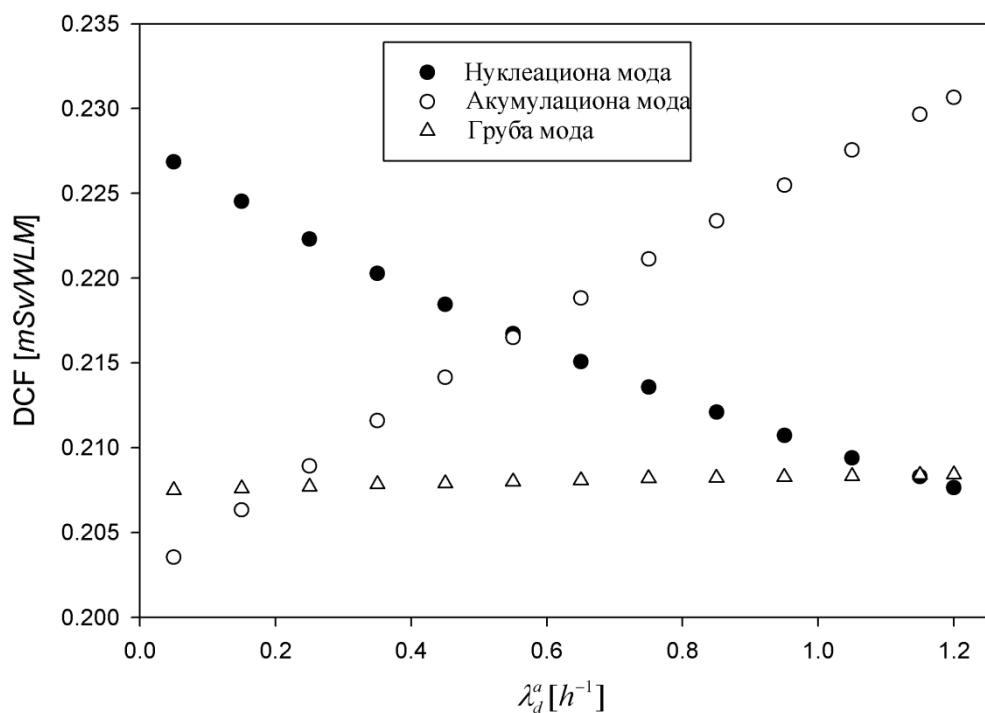
Слика 7.2. Зависност ^{222}Rn и ^{220}Rn DCF-а од јачине припајања, λ_a .

Јачина депозиције се разликује за припојену и слободну фракцију. Зависност DCF-а од јачине припајања слободних потомака је приказана на Слици 7.3. DCF је готово независан од јачине депозиције неприпојене фракције, и мења се у интервалу од 0.201 до 0.223 $m\text{Sv}/\text{WLM}$. За радонове потомке DCF благо опада са повећањем јачине депозиције неприпојене фракције, 0.0546–0.0676 $m\text{Sv}/\text{WLM}$. Ово је последица веома мале слободне фракције која је око 8% за радонове и 10.5% за торонове потомке и мењањем концентрације неприпојене фракције чак и за 100% ће утицати на укупну промену DCF-а свега неколико процената.

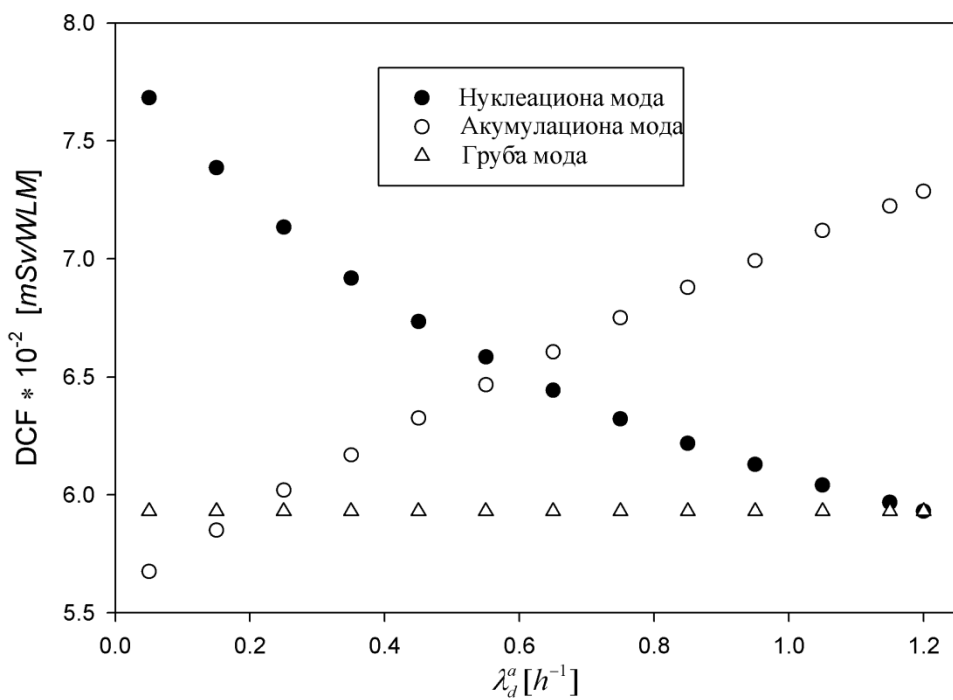


Слика 7.3. Зависност ^{220}Rn и ^{222}Rn DCF-а од јачине депозиције неприпојених потомака, λ_d^u .

Зависност DCF-а од јачине депозиције припојених потомака за нуклеациону, акумулациону и грубу моду су сличне за радонове и торонове потомке. Уколико се јачина депозиције мења у опсегу од 0.05 до 1.2 h^{-1} , DCF за радонове потомке се мења између 0.20 и 0.23 mSv/WLM , Слика 7.4. Може се видети да се DCF мења до 15%. Слично понашање DCF кривих за торон се може уочити на Слици 7.5. Вредности DCF-а за торон су мање него за радон, али је промена вредности око 50% за различите јачине депозиције.



Слика 7.4 Зависност DCF-а ^{222}Rn потомака од јачине депозиције припојених потомака, λ_d^a .



Слика 7.5 Зависност DCF-а ^{220}Rn потомака од јачине депозиције припојених потомака, λ_d^a .

У Табели 7.3 дат је приказ резултата и вредности DCF-а са Слика 7.1-7.5 у односу на параметре који се варирају. За радонове потомке минимална вредност DCF-а је 0.1933 mSv/WLM и мења се до максималне вредности 0.2932 mSv/WLM . DCF торонових потомака варира од 0.0546 до 0.0768 mSv/WLM .

Табела 7.3 Параметри Јакобијевог модела и одговарајуће вредности DCF-а радонових и торонових потомака (mSv/WLM)

Параметар	Опсег параметра	DCF ^{222}Rn	DCF ^{220}Rn
λ_v	0.2–2 h ⁻¹	0.201–0.223	(5.46–6.76)·10 ⁻²
λ_a	5–500 h ⁻¹	0.293–0.193	(7.19–5.78)·10 ⁻²
λ_d^u	5–110 h ⁻¹	0.211–0.197	(5.93–5.94)·10 ⁻²
λ_d^a нуклеациона мода	0.05–1.2 h ⁻¹	0.227–0.208	(7.68–5.93)·10 ⁻²
λ_d^a акомулациона мода	0.05–1.2 h ⁻¹	0.204–0.231	(5.67–7.29)·10 ⁻²
λ_d^a груба мода	0.05–1.2 h ⁻¹	0.208–0.208	(5.93–5.93)·10 ⁻²

Допринос бета честица радонових и торонових краткоживећих потомака укупном DCF-у до сада није одређен. У овоме делу дисертације овај допринос је квантификован и показано је да допринос бета зрачења, иако мали у односу на допринос алфа честица, не треба занемарити. Резултати приказани у овоме делу омогућавају да се ризик излагању бета зрачењу квантификује и упореди са излагањима другим врстама зрачења. Допринос бета зрачења радонових потомака укупном DCF-у је нешто преко 2% и износи 0.21 mSv/WLM . Допринос укупном DCF-у торонових потомака је око 1.5% и износи 0.06 mSv/WLM . За велике јачине излагања ове вредности могу представљати значајну радијациону опасност.

Варирањем параметара Јакобијевог модела се показало да $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ концентрација није довољна за процену DCF-а. Ови параметри утичу на вредност DCF-а за око 30-35% у испитаном опсегу. Други параметри који такође утичу на DCF нису урачунати у овоме делу рада. Да би се проценио DCF, поред концентрације радона и торона неопходно је познавати и услове у просторији окарактерисане параметрима Јакобијевог модела. Допринос DCF-у од бета зрачења је неколико процената у поређењу са доприносом алфа честица, али га не треба занемаривати.

8 Дозе у људским органима услед бета и гама зрачења радонових и торонових потомака наталожених у људским плућима

Радонови и тороници потомци, ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{212}Pb и ^{212}Bi који су депоновани у људским плућима емитују бета честице које су праћене гама зрачењем. При поређењу са алфа зрачењем, бета и гама индукују много мања оштећења у ткиву. У овоме делу рада испитане су вредности доза торонових потомака од алфа зрачења и одређене су дозе у органима људског тела од бета и гама зрачења радонових и торонових потомака емитованих из плућа као извора. Испитана је зависност DCF-а алфа зрачења од параметара који одређују ову вредност. Улазни параметри програма LUNGDOSE су мењани један по један у оквиру одређених граница са одређеним корацима док су остали узимали средњу вредност. Коришћене су препоруке базиране на ICRP 66 моделу. Дозни конверзиони фактори алфа зрачења су израчунати за сваку од комбинација и резултати су приказани графички.

За одређивање средње апсорбоване дозе (у $\text{MeV}\cdot\text{g}^{-1}$ по честици зрачења) у главним органима и ткиву остатка људског организма, (ICRP 60, 1991) коришћен је MCNP софтвер. Дозе и дозни конверзиони фактори (DCF) су израчунати за бета и гама зрачење радонових и торонових потомака, који су распоређени на унутрашњим слојевима ВВ, bb и АI региона плућа. Депозиција и чишћење удахнутих радонових потомака су рачунати према (ICRP 66, 1994). Као баланс између таложења и дејства механизма транслокације, чишћења и распада добијају се равнотежне активности ^{218}Po , ^{214}Pb и $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$ за радонове потомке и ^{216}Po , ^{212}Pb и ^{212}Bi за торонове потомке у свим компартментима људских плућа, (Nikezic и Yu, 2001b; Nikezic и Stevanovic, 2007). Тако добијене вредности су приказане у Табели 2.4, и коришћене су за рачунање броја распаднутих језгара по 1 WLM за претпостављене услове излагања.

За прорачун DCF у органима људског тела са извором у плућима, примењен је ORNL фантом, (Eckerman и др, 1996). Овај модел нема имплементиране детаље људских плућа. Структура гранања Т-В региона је у потпуности занемарена и цео

респираторни тракт је представљен са два асиметрична елипсоида која представљају лево и десно плућно крило. Два различита и независна модела, ICRP66 модел људског респираторног тракта – HRTM и ORNL фантом, су коришћена у овом делу теоријског рада. С обзиром да модел ORNL фантома не узима у обзир фину структуру плућа, која је дата у публикацији (ICRP 66, 1994), мора се претпоставити униформна расподела активности у запремини плућа. Почетне тачке кретања електрона и фотона у плућима у оквиру ORNL модела се униформно случајно генеришу у MCNP.

MCNP симулације су вршене одвојено за лево и десно плућно крило као извор зрачења, с обзиром да регион у коме се тачке случајно бирају у MCNP софтверу мора бити затворен и ограничен. Овакав прилаз се може избећи представљајући регион у коме се генеришу почетне тачке, тј. плућа, као унију региона који представљају лево и десно плућно крило. У том случају број генерисаних историја би се морао повећати како би се обезбедила мања статистичка грешка. Међутим на другој страни то неоправдано увећава време процесорског рада.

Средња апсорбована доза, $\overline{D_{T,R}^n}$ у неком органу T , услед зрачења R (бета или гама) које потиче од потомка n (^{214}Pb и ^{214}Bi), је добијена утежњавањем доза од левог, $\overline{(D_{T,R}^n)_{Left}}$, и десног, $\overline{(D_{T,R}^n)_{Right}}$, плућног крила према њиховим масама, (ICRP 66, 1994):

$$\overline{D_{T,R}^n} = \omega_{Left} \overline{(D_{T,R}^n)_{Left}} + \omega_{Right} \overline{(D_{T,R}^n)_{Right}}, \quad (8.1)$$

где су $\omega_{Left} = 0.46$ и $\omega_{Right} = 0.54$ масени тежински фактори левог и десног плућног крила, респективно.

Спектри бета зрачења су приказани на Сликама 1.2 и 1.3 за радонове и торонове потомке, док су пратеће енергије гама зрачења дате у Табелама 1.1, 1.2, 1.4 и 1.5 за ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{212}Pb и ^{212}Bi , респективно. Почетна енергија честице се узоркује из познатог спектра користећи метод случајног избора уграђеног у MCNP софтвер. За потребе симулације читавог спектра бета и гама зрачења генерисано је до 10^8 историја честица, како би се обезбедила задовољавајућа статистичка грешка симулације. Као резултат симулације добија се средња апсорбована доза по честици зрачења (бета или гама) од левог и десног плућног крила као извора, за ORNL фантоме одраслог мушкарца и жене. Средња апсорбована доза по честици зрачења од целих плућа као извора је израчуната коришћењем једначине 8.1.

За процену DCF у mSv/WLM , $\overline{D_{T,R}^n}$ по честици зрачења се трансформише на следећи начин. Укупна активност, A_n нуклида n (^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{212}Pb или ^{212}Bi), се може изразити као сума, (Nikezić и Yu, 2001b)

$$A_n = A_{BB, \text{мукус}}^n + A_{BB, \text{цилиа}}^n + A_{bb, \text{мукус}}^n + A_{bb, \text{цилиа}}^n + A_{AI}^n. \quad (8.2)$$

За ^{214}Pb укупна активност у свим регионима (BB, bb и AI) је $406.8 Bq/WLM$, за ^{214}Bi $578.4 Bq/WLM$, за ^{212}Pb $95.67 Bq/WLM$ и за ^{212}Bi $129.62 Bq/WLM$. $\overline{D_{T,R}^n}$ које се добија симулацијом је дато по кванту или честици зрачења, док су активности по распаданутом језгру. За одређивање апсорбоване дозе мора се знати допринос одређене врсте зрачења. За бета зрачење допринос је 1, с обзиром да се у сваком акту распада емитује један електрон. За гама зрачење ситуација је различита, јер се при распаду језгра неког елемента може емитовати различит број кваната зрачења: ниједан, један или више њих; дефинише се принос гама зрачења, YIELD, као вероватноћа емисије групе гама кваната одређене енергије. Принос гама зрачења за ^{214}Pb је 0.98, за ^{214}Bi је 1.37, за ^{212}Pb је 0.5 и за ^{212}Bi је 0.2 (Table of Radioactive Isotopes, 2014).

8.1 DCF алфа честица у плућима као функција улазних параметара

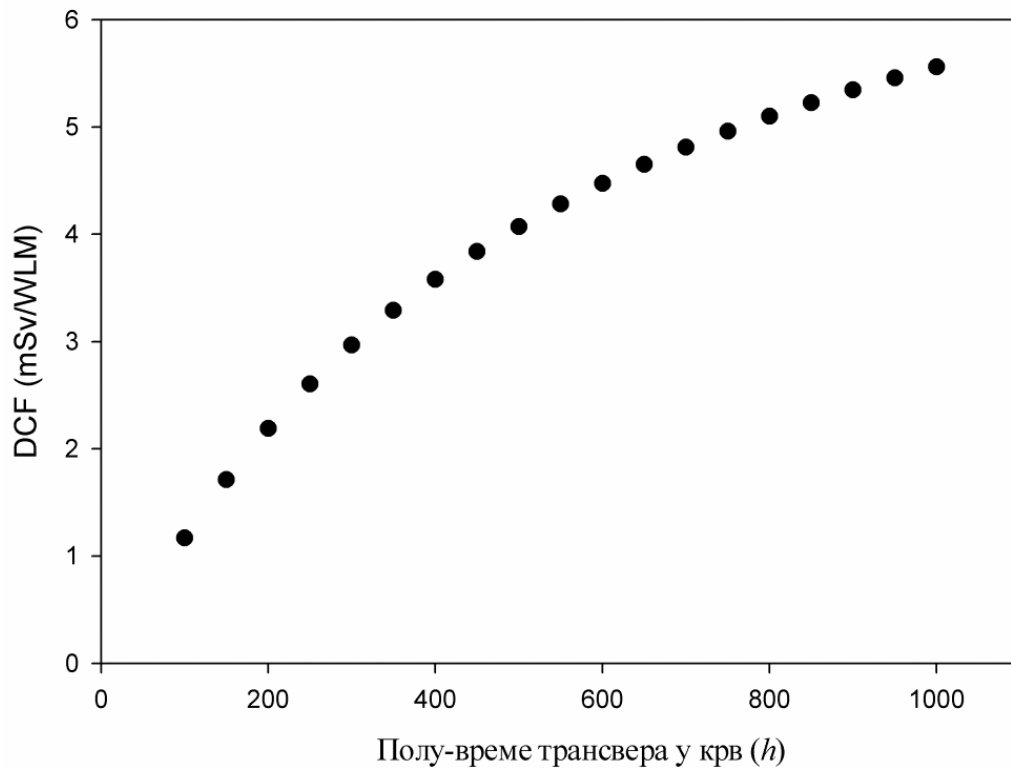
DCF за плућа торонових потомака пре свега зависи од брзине трансфера у крв. Ова зависност је приказана на Слици 8.1. Као што је и очекивано, DCF расте са полувременом трансфера у крв од 1 до око $6 mSv/WLM$. Спорија брзина транспорта у крв значи дуже задржавање у плућима што доприноси већој дози. Вредност овог параметра може доста утицати на вредност DCF-а, због чега је од посебне важности тачно познавање ове величине.

Величина аеросола неприпојене фракције, изражена преко AMTD је варирана од 0 до $3.5 \mu m$. Као што је приказана на Слици 8.2. DCF се полако повећава од $5.3 mSv/WLM$ до $5.9 mSv/WLM$. Слични прорачуни су одрађени варирањем величина:

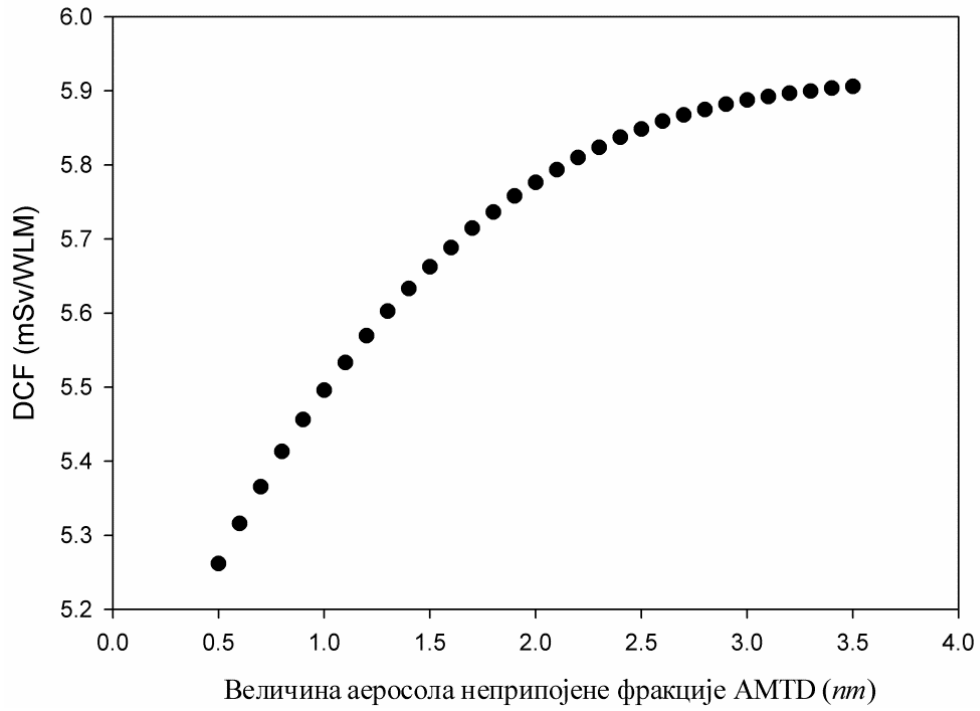
- нуклеационе моде (од $20 nm$ до $100 nm$), Слика 8.3, где се DCF мења у интервалу од око 4.5 до $9.5 mSv/WLM$;
- акумулационе моде (од $100 nm$ до $400 nm$), Слика 8.4; вредности DCF се мењају у интервалу од 5 до $10 mSv/WLM$ и

- грубе моде (од 1000 nm до 4000 nm), Слика 8.5, где се DCF мења у нтервалу вредности од 5.42 до 5.52 mSv/WLM .

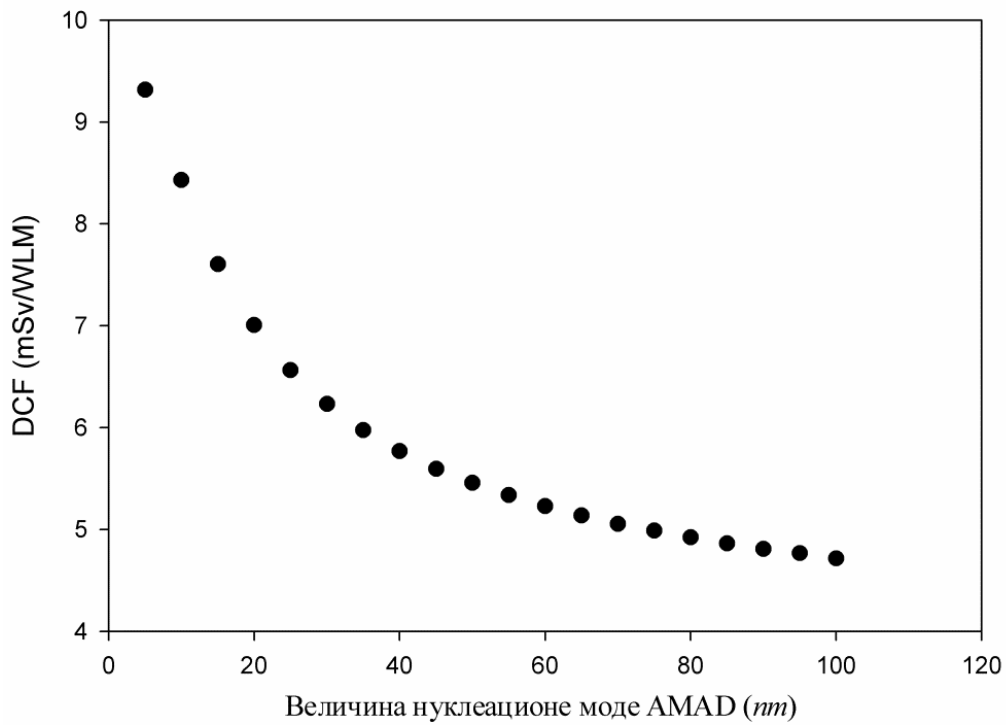
Са Слика 8.2 до 8.5 се може видети да величина аеросола у неприпојеној фракцији и грубој моди незнатно утучу на промену вредности DCF-а, док величина аеросола у нуклеационој и грубој моди може утицати на промену DCF-а и до два пута.



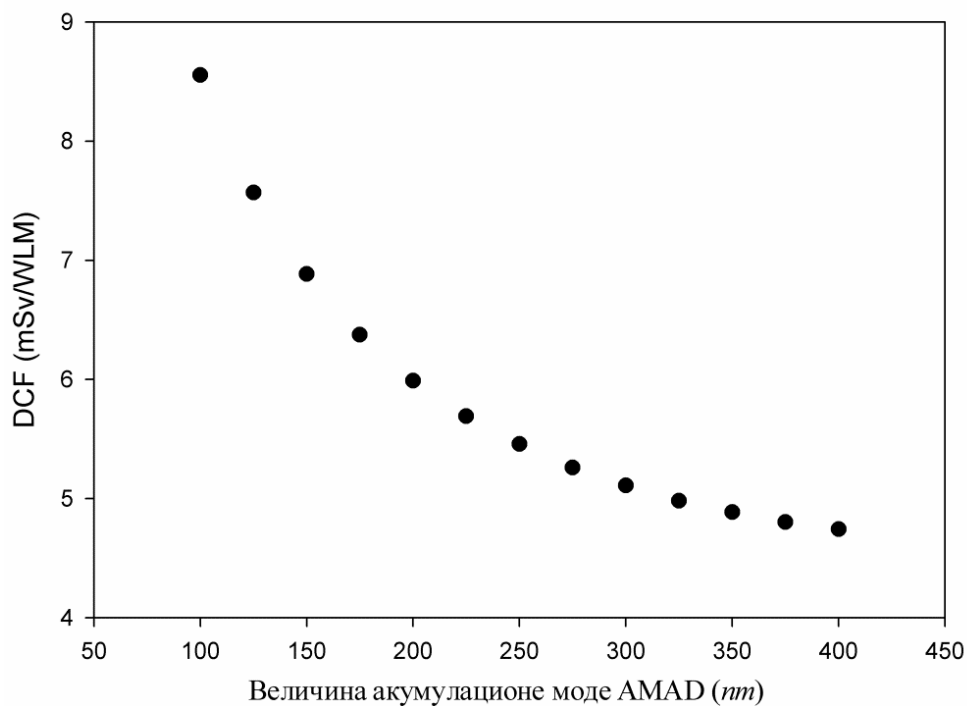
Слика 8.1 Зависност DCF од полувремена трансфера у крв



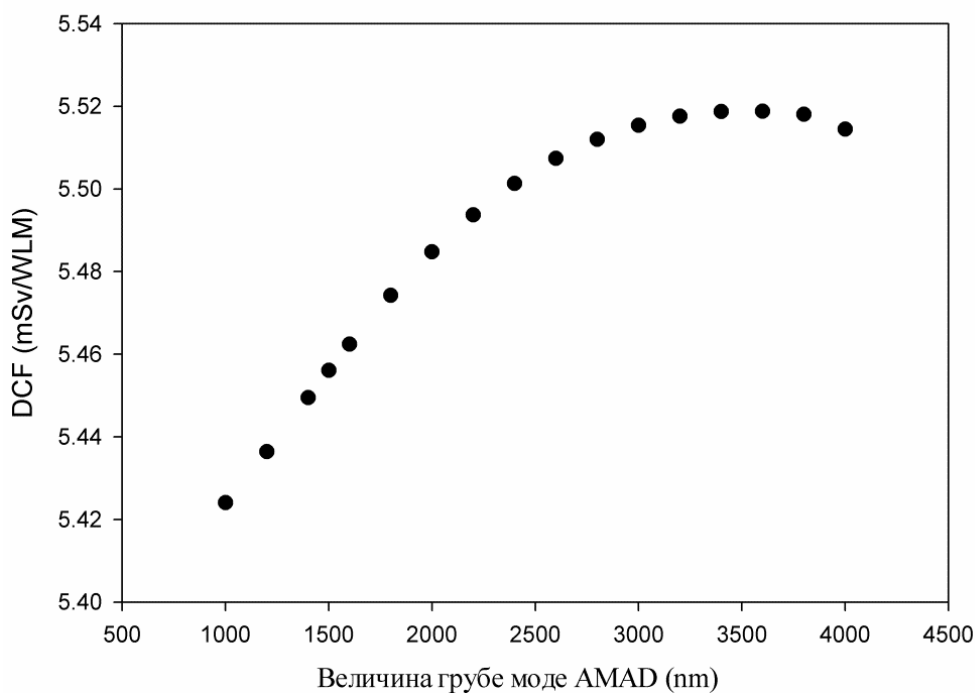
Слика 8.2 Зависност DCF од AMTD-а неприпојене фракције



Слика 8.3 Зависност DCF од AMAD-а нуклеационе моде



Слика 8.4 Зависност DCF од AMAD-а акумулационе моде



Слика 8.5 Зависност DCF од AMAD-а грубе моде

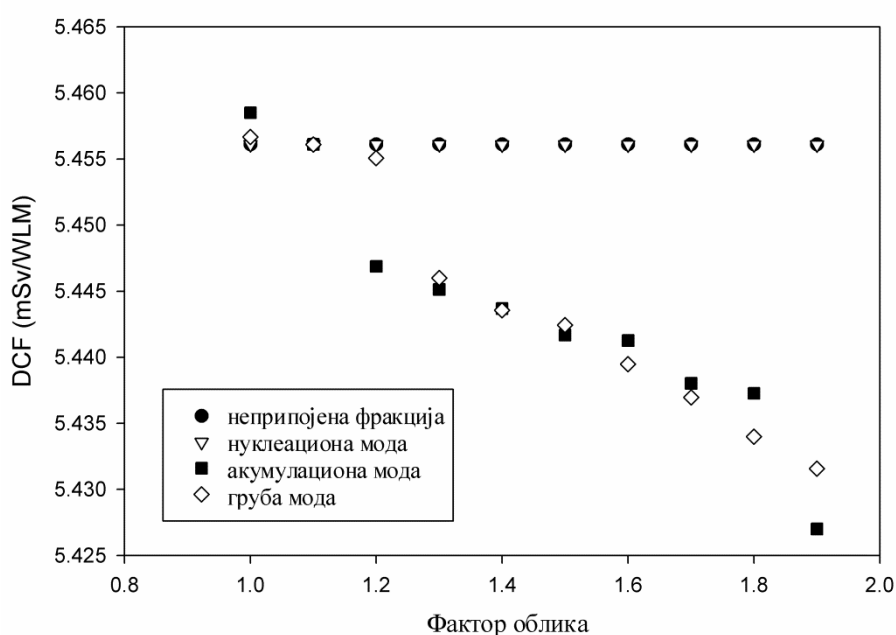
Зависност DCF од фактора облика аеросола - shape factor је такође испитана и приказана на Слици 8.6, где се може видети да DCF је независан од фактора облика нуклеационе и неприпојене моде, док готово незнатно опада са променом фактора

облика грубе и акумулационе моде. Може се констатовати да промена фактора облика у испитаном опсегу практично не утиче на вредност DCF-а.

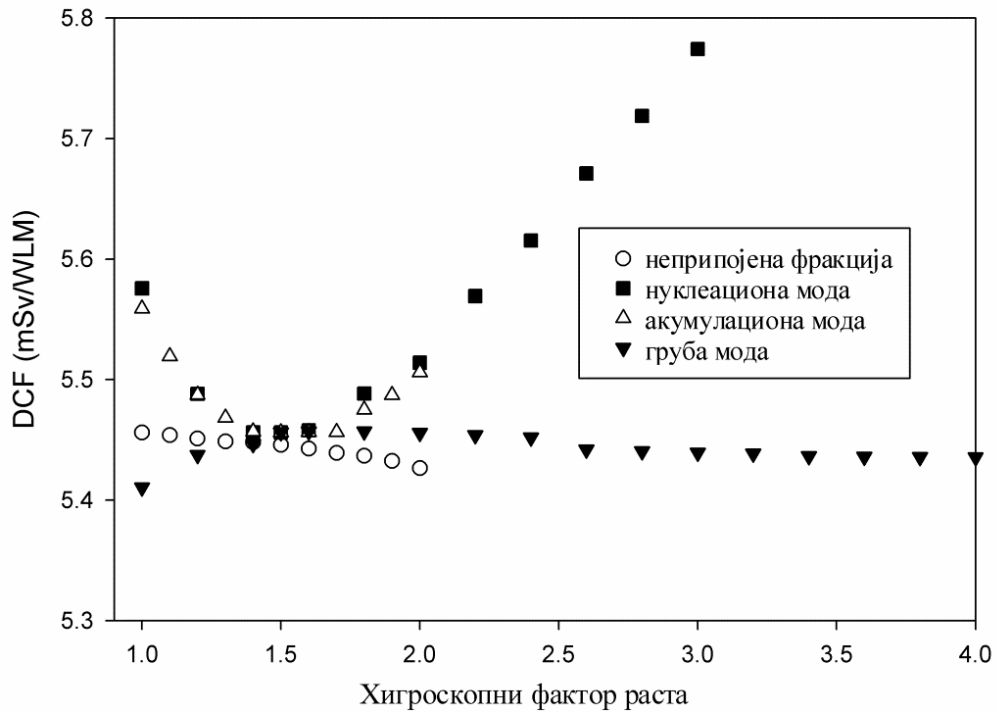
Зависност DCF-а од фактора хигроскопног раста је приказана на Слици 8.7. DCF се мења са променом фактора хигроскопног раста али је промена различита за различите моде. Зависност је најизраженија у нуклеационој моди где DCF расте од 5.4 mSv/WLM до 5.8 mSv/WLM . Та промена је незнатна у односу на зависност DCF-а од других параметара који у већој мери утичу на промену DCF-а. Промена хигроскопног фактора раста у неприпојеној фракцији и грубој моди практично не утиче на промену DCF-а, док за акумулациону моду DCF има тенденцију опадања до минимума за вредност хигроскопног фактора раста 1.5, где се даљим повећавањем ове вредности DCF мења повећавајући своју вредност. Ове промене су у опсегу вредности DCF-а између 5.45 и 5.6 mSv/WLM .

На крају Слика 8.8 приказује зависност DCF-а од неприпојене фракције. Линеарна зависност је јасно уочљива. На слици је такође приказана и крива фитовања заједно са једначином криве. Табела 8.1 сумира вредности најбоље процењених вредности параметара, њихове опсеге као и вредности DCF-а у плућима при варирању датих параметара.

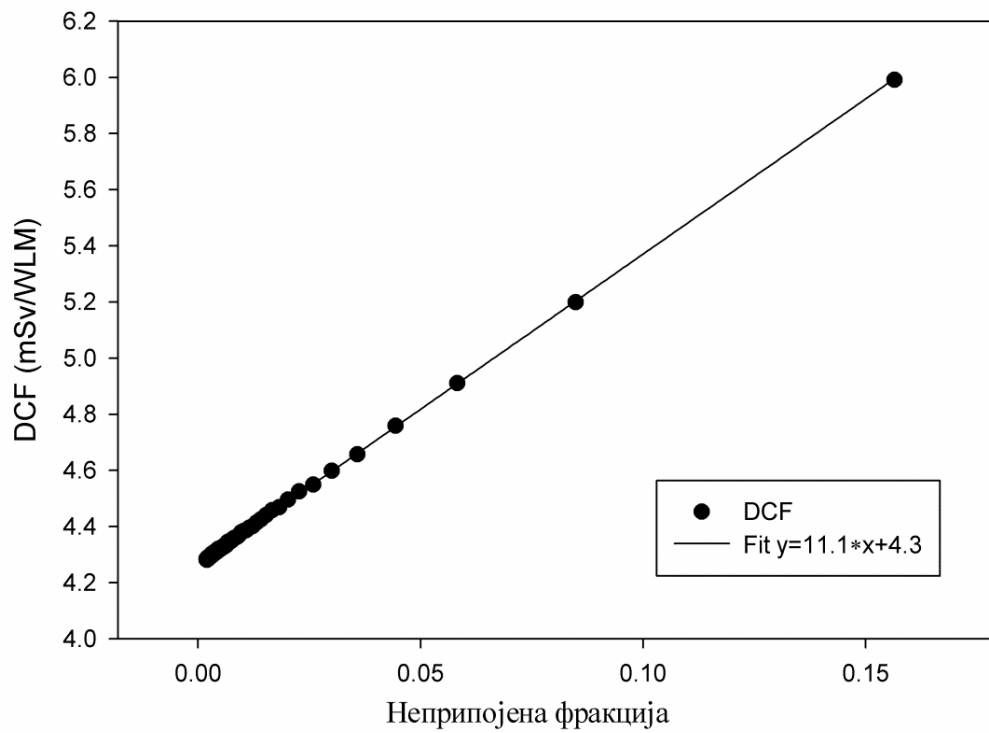
Уколико би сви параметри узели најбоље процењене вредности DCF би имао вредност од око 4.5 mSv/WLM .



Слика 8.6 DCF у функцији од фактора облика



Слика 8.7 DCF у функцији од фактора хигроскопног раста



Слика 8.8 DCF у функцији од неприпојене фракције

Табела 8.1 Улазни параметри за модел људског респираторног тракта, њихове најбоље процењене вредности и интервали (Marsh и Birchall, 2000) и DCF-а (mGy/WLM)

Параметар	Најбоље процењена вредност	Опсег параметра	Опсег DCF-а у плућима
Величина аеросола неприпојене фракције (AMTD)	0.9 nm	0.5 – 3.5 nm	5.26 - 5.91
Величина аеросола нуклеационе моде (AMAD)	50 nm	10 – 100 nm	9.32 - 4.72
Величина аеросола акумулационе моде (AMAD)	250 nm	100 – 400 nm	8.55 - 4.74
Величина аеросола грубе моде (AMAD)	1.5 μm	1.0 – 4.0 μm	5.42 - 5.51
Трансфер у крв	600 min	100 – 1000 min	1.17 - 5.56
Фактор облика неприпојене фракције	1	1–1.9	5.46 - 5.46
Фактор облика нуклеационе моде	1.1	1–1.9	5.46 - 5.46
Фактор облика акумулационе моде	1.1	1–1.9	5.46 - 5.43
Фактор облика грубе моде	1.1	1–1.9	5.46 - 5.43
Хигроскопни фактор раста неприпојене фракције	1	1–2	5.46 - 5.43
Хигроскопни фактор раста нуклеационе моде	1.5	1–3	5.58 - 5.77
Хигроскопни фактор раста акумулационе моде	1.1	1–1.9	5.56 - 5.51
Хигроскопни фактор раста грубе моде	1.5	1 – 4	5.41 - 5.44
Брзина вентилације λ_v	0.55 h ⁻¹	0.2–2 h ⁻¹	4.17 - 5.10
Брзина припајања аеросолу λ_d	50 h ⁻¹	5–500 h ⁻¹	5.99 - 4.28
Брзина депозиције неприпојене фракције λ_d^u	20 h ⁻¹	5–110 h ⁻¹	4.47 - 4.47
Брзина депозиције припојене фракције λ_d^a	0.2 h ⁻¹	0.05–1.1 h ⁻¹	4.47 - 4.47
Неприпојена фракција	0.02	0.0019- 0.1565	4.28 - 6.00

8.2 Дозе у органима услед бета и гама зрачења радонових потомака у плућима

Користећи вредности за активности, принос ($YIELD_R^n$) и $\overline{D_{T,R}^n}$, добијена је апсорбована доза $D_{T,R}^n$ по WLM од различитих вида зрачења R (гама или бета) и различитих нуклида (^{214}Pb или ^{214}Bi) у ICRP органима и осталом ткиву T :

$$D_{T,R}^n = \overline{D_{T,R}^n} \cdot A_n \cdot YIELD_R^n \quad (8.3)$$

Резултати су приказани у Табелама 8.2 и 8.3 за бета и гама честице респективно.

Табела 8.2 Апсорбована доза у органима фантома одраслог мушкарца и жене од стране бета зрачења радонових потомака, ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у плућима у

	$(\mu Gy/WLM)$			
$\mu Gy/WLM$	$^{214}Pb, \beta^-$	$^{214}Pb, \beta^-$	$^{214}Bi, \beta^-$	$^{214}Bi, \beta^-$
пол	Мушки	Женски	Мушки	Женски
плућа	16.9	26	64.2	95.9
кожа	$2.64 \cdot 10^{-5}$	$2.96 \cdot 10^{-5}$	$3.56 \cdot 10^{-4}$	$4.08 \cdot 10^{-4}$
јетра	$1.58 \cdot 10^{-4}$	$2.23 \cdot 10^{-4}$	$8.44 \cdot 10^{-3}$	$1.72 \cdot 10^{-2}$
стомак	$8.78 \cdot 10^{-5}$	$1.43 \cdot 10^{-4}$	$3.40 \cdot 10^{-3}$	$2.35 \cdot 10^{-3}$
бешика	$1.74 \cdot 10^{-6}$	$7.20 \cdot 10^{-7}$	$7.01 \cdot 10^{-5}$	$2.54 \cdot 10^{-6}$
гонаде/оваријум	$5.65 \cdot 10^{-5}$	$3.93 \cdot 10^{-4}$	$9.80 \cdot 10^{-5}$	$2.31 \cdot 10^{-4}$
пљувачне жлезде	$2.41 \cdot 10^{-5}$	$3.63 \cdot 10^{-4}$	$3.69 \cdot 10^{-4}$	$4.16 \cdot 10^{-3}$
дебело црево	$4.26 \cdot 10^{-6}$	$1.01 \cdot 10^{-5}$	$9.49 \cdot 10^{-5}$	$1.79 \cdot 10^{-4}$
штитаста жлезда	$1.13 \cdot 10^{-5}$	$4.82 \cdot 10^{-5}$	$2.35 \cdot 10^{-4}$	$3.75 \cdot 10^{-4}$
површина костију	$1.14 \cdot 10^{-4}$	$1.73 \cdot 10^{-4}$	$2.24 \cdot 10^{-3}$	$1.77 \cdot 10^{-3}$
коштана срж	$1.99 \cdot 10^{-4}$	$2.53 \cdot 10^{-4}$	$4.20 \cdot 10^{-3}$	$2.64 \cdot 10^{-3}$
мозак	$2.49 \cdot 10^{-6}$	$3.29 \cdot 10^{-6}$	$5.06 \cdot 10^{-5}$	$5.55 \cdot 10^{-5}$
остало ткиво	$3.49 \cdot 10^{-3}$	$4.53 \cdot 10^{-3}$	$2.14 \cdot 10^{-2}$	$2.74 \cdot 10^{-2}$
груди	-	$2.38 \cdot 10^{-2}$	-	$2.39 \cdot 10^{-3}$

Табела 8.3 Апсорбована доза у главним органима фантома одраслог мушкарца и жене од стране гама зрачења радонових потомака, ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у плућима у ($\mu\text{Gy}/\text{WLM}$)

$\mu\text{Gy}/\text{WLM}$	$^{214}\text{Pb}, \gamma$		$^{214}\text{Bi}, \gamma$	
	Мушки	Женски	Мушки	Женски
плућа	1.04	1.39	6.91	5.06
кожа	$2.08 \cdot 10^{-2}$	$2.45 \cdot 10^{-2}$	$1.76 \cdot 10^{-1}$	$1.33 \cdot 10^{-1}$
јетра	$8.34 \cdot 10^{-2}$	$1.12 \cdot 10^{-1}$	$6.06 \cdot 10^{-1}$	$8.29 \cdot 10^{-1}$
стомак	$6.10 \cdot 10^{-2}$	$9.31 \cdot 10^{-2}$	$4.58 \cdot 10^{-1}$	$2.40 \cdot 10^{-1}$
бешика	$1.58 \cdot 10^{-3}$	$2.64 \cdot 10^{-3}$	$2.44 \cdot 10^{-2}$	$2.27 \cdot 10^{-2}$
гонаде/оваријум	$5.09 \cdot 10^{-4}$	$5.51 \cdot 10^{-3}$	$9.35 \cdot 10^{-3}$	$4.42 \cdot 10^{-2}$
пљувачне жлезде	$1.50 \cdot 10^{-1}$	$2.00 \cdot 10^{-1}$	1.06	$8.74 \cdot 10^{-1}$
дебело црево	$6.98 \cdot 10^{-3}$	$1.13 \cdot 10^{-2}$	$7.05 \cdot 10^{-2}$	$7.03 \cdot 10^{-2}$
штитаста жлезда	$1.52 \cdot 10^{-2}$	$3.28 \cdot 10^{-2}$	$1.32 \cdot 10^{-1}$	$1.78 \cdot 10^{-1}$
површина костију	$3.53 \cdot 10^{-2}$	$5.16 \cdot 10^{-2}$	$2.13 \cdot 10^{-1}$	$2.12 \cdot 10^{-1}$
коштана срж	$5.85 \cdot 10^{-2}$	$7.35 \cdot 10^{-2}$	$3.45 \cdot 10^{-1}$	$2.98 \cdot 10^{-1}$
мозак	$4.02 \cdot 10^{-3}$	$4.83 \cdot 10^{-3}$	$4.86 \cdot 10^{-2}$	$3.46 \cdot 10^{-2}$
остало ткиво	$6.15 \cdot 10^{-2}$	$7.06 \cdot 10^{-2}$	$4.55 \cdot 10^{-1}$	$2.97 \cdot 10^{-1}$
груди	-	$1.21 \cdot 10^{-1}$	-	$6.33 \cdot 10^{-1}$

Еквивалентна доза, H_T , у органу T се добија као, (ICRP 66, 1994):

$$H_T = \sum_n \sum_{R=\beta,\gamma} w_R D_{T,R}^n, \quad (8.4)$$

где је w_R радијациони тежински фактор чија је вредност за бета и гама зрачење јединица. Сумација по n се врши како би се урачунао допринос од оба нуклида (^{214}Pb или ^{214}Bi). Еквивалентна доза у главним органима и у ткиву остатка је дата у Табели 8.4 по 1 WLM .

Табела 8.4 Укупна еквивалентна доза гама и бета зрачења од ^{214}Pb и ^{214}Bi по WLM за различите органе ORNL фантома одраслог мушкарца и жене ($\mu\text{Gy}/WLM$)

$\mu\text{Gy}/WLM$	Мушки	Женски
плућа	89.1	128.0
кожа	$1.97 \cdot 10^{-1}$	$1.58 \cdot 10^{-1}$
јетра	$6.98 \cdot 10^{-1}$	$9.59 \cdot 10^{-1}$
стомак	$5.22 \cdot 10^{-1}$	$3.36 \cdot 10^{-1}$
бешика	$2.61 \cdot 10^{-2}$	$2.54 \cdot 10^{-2}$
гонаде/оваријум	$1.00 \cdot 10^{-2}$	$5.03 \cdot 10^{-2}$
пљувачне жлезде	1.21	1.08
дебело црево	$7.76 \cdot 10^{-2}$	$8.19 \cdot 10^{-2}$
штитаста жлезда	$1.47 \cdot 10^{-1}$	$2.12 \cdot 10^{-1}$
површина костију	$2.50 \cdot 10^{-1}$	$2.66 \cdot 10^{-1}$
коштана срж	$4.08 \cdot 10^{-1}$	$3.75 \cdot 10^{-1}$
мозак	$5.27 \cdot 10^{-2}$	$3.95 \cdot 10^{-2}$
остало ткиво	$5.42 \cdot 10^{-1}$	$4.00 \cdot 10^{-1}$
груди	-	$7.80 \cdot 10^{-1}$

По добијању еквивалентне дозе у органима ORNL фантома одраслог мушкарца и жене, ефективна доза, (ICRP 74, 1996) се рачуна као:

$$E = w_{breasts} H_{breasts} + \sum_T w_T \frac{H_{T,m} + H_{T,f}}{2}, \quad (8.5)$$

где је $H_{T,m}$ еквивалентна доза мушког, а $H_{T,f}$ женског фантома. w_T је ткивни тежински фактор преузет из (ICRP 103, 2007).

Ефективна доза по 1 WLM представља DCF бета и гама зрачења радонових потомака. Њена вредност је одређена у овом раду је:

$$DCF = 13.3 \text{ } (\mu\text{Sv}/WLM) \quad (8.6)$$

Из Табела 8.2 и 8.3 се види да је апсорбована доза највећа у плућима, што је и очекивано, с обзиром да се извор налази у плућима. Допринос дози у плућима потиче углавном од бета зрачења, док је за остале органе и ткива допринос гама зрачење већи.

За проверу валидности резултата и исправност методологије одређени резултати су поређени са (ICRP 66, 1994). У ICRP66 апсорбоване фракције гама зрачења емитоване од стране ^{214}Pb и ^{214}Bi депонованих у плућима су дате за неколико главних

органа и за неколико различитих дискретних вредности енергије. Ове вредности су интерполиране и коришћене за прорачун средње апсорбоване дозе симулирањем спектра енергије гама зрачења ^{214}Pb и ^{214}Bi . Табела 8.4 приказује извесно слагање али и разлике резултата овог рада и ICRP66 публикације.

Табела 8.5 Поређење средње апсорбоване дозе израчунате у овом раду користећи MCNP и ICRP66 вредности за ORNL фантоме одраслог мушкарца и жене (MeV/g)

	^{214}Pb		^{214}Bi	
MeV/g	MCNP	ICRP66	MCNP	ICRP66
јетра	$2.15 \cdot 10^{-6}$	$2.17 \cdot 10^{-6}$	$7.84 \cdot 10^{-6}$	$8.43 \cdot 10^{-6}$
површина костију	$9.10 \cdot 10^{-7}$	$1.31 \cdot 10^{-6}$	$2.75 \cdot 10^{-6}$	$3.98 \cdot 10^{-6}$
кожа	$5.37 \cdot 10^{-7}$	$4.89 \cdot 10^{-7}$	$2.28 \cdot 10^{-6}$	$2.34 \cdot 10^{-6}$
штитаста жлезда	$3.91 \cdot 10^{-7}$	$9.79 \cdot 10^{-7}$	$1.71 \cdot 10^{-6}$	$4.25 \cdot 10^{-6}$

Значајно је напоменути да се радонови потомци, делом преносе у крв, одакле се распоређују у свим органима човечијег тела. Један део се излучује из тела. За потребе процене дозе од потомака пренетих у крв, потребно је разумети њихову биокинетику, под чиме се подразумева познавање њиховог понашања у телу, тј., расподеле по органима и времена задржавања и излучивања. Поред тога потребно је израчунати апсорбоване фракције за разне комбинације органа извора и мета, што превазилази обим овог рада.

8.3 Дозе у органима услед бета и гама зрачења торонових потомака у плућима

Дозе у свим главним органима и ткиву остатка од бета и гама зрачења торонових потомака су одређене на начин који је описан раније и представљене су у Табели 8.6 Из ове Табеле се може видети да је апсорбована доза највећа у плућима, што је и очекивано, обзиром да се извор налази у плућима.

Табела 8.6 Укупна еквивалентна доза бета и гама зрачења од ^{212}Pb и ^{212}Bi по *WLM* за различите органе, DCF.

DCF	мушки	женски
<i>nSv/WLM</i>	пол	пол
плућа	$1.68 \cdot 10^5$	$1.65 \cdot 10^5$
кожа	5.1	4.0
јетра	33	50
стомак	1.7	2.3
бешика	0.03	0.05
тестиси/јајници	0.011	0.1
једњак	2.7	3.4
дебело црево	0.3	0.36
тироида	0.2	0.52
површина костију	8.4	6.1
коштана срж	15	8.8
мозак	0.38	0.48
груди		5.1
ткиво остатка	$3.90 \cdot 10^3$	$3.97 \cdot 10^3$

Интересантно је напоменути да је доза у ткиву остатка већа него дозе у главним органима. Према ICRP 103 публикацији (ICRP 103, 2007) ткивни тежински фактор за ткиво остатка (0.12) се применљује на аритметички усредњену дозу 13 органа и ткива код оба пола. Ови органи су: адреналне жлезде, ван грудни (ЕТ) регион, мокраћна бешика, срце, бубрези, лимфни чворови, мишићно ткиво, оралне слузнице, панкреас, простата (код особа мушког пола), танко црево, слезина, тимус и материца (код особа женског пола). По детаљној анализи доза у овим органима установљено је да највећи допринос дози ткива остатка потиче од мишићног ткива. Апсорбована доза од бета честица у мишићном ткиву износи 3.49, 4.01, 31.58, и 35.69 ($\mu\text{Gy}/\text{WLM}$) за ^{212}Pb код особе мушког пола, ^{212}Pb код особе женског пола, ^{212}Bi код особе мушког пола и ^{212}Bi код особе женског пола респективно. Мишићно ткиво фантома представља меко ткиво

људског организма не рачунајући скелетни систем и органе који су идентификовани код фантома. Велика доза у овоме ткиву се може објаснити чињеницом да мишићно ткиво окружује плућа и директно је изложено зрачењу чији је извор у самим плућима.

Ефективна доза, израчуната коришћењем Једначине 8.5 износи $20.45 \mu\text{Sv}/\text{WLM}$. Ова вредност је већа у поређењу са ефективном дозом бета и гама зрачења радонових потомака ^{214}Pb и ^{214}Bi која износи $13.4 \mu\text{Sv}/\text{WLM}$ (Marković и др, 2009). На први поглед ово може изгледати чудно, с обзиром да су активности радонових потомака знатно веће од активности торонових потомака. За ^{212}Pb и ^{212}Bi укупна активност у плућима је $958.2 \text{Bq}/\text{WL}$, док за ^{214}Pb и ^{214}Bi је $16.41 \text{Bq}/\text{WL}$. Ово се објашњава чињеницом да ^{212}Pb и ^{212}Bi емитују бета и гама честице већих енергија од радонових потомака што као резултат даје већу дозу, која када се прерачуна по јединици експозиције даје већи DCF.

9 Дозе радонових потомака као извора спољашњег бета и гама зрачења

У овом делу је процењен утицај ^{222}Rn потомака на људски организам услед спољашњег озрачивања. Дозе и дозни конверзионни фактори - DCF су одређени за бета и гама зрачење у главним органима и ткиву остатка, узимајући у обзир ^{222}Rn потомке ^{214}Pb и ^{214}Bi распоређене у атмосфери просторија на ORNL фантоме у центру стандардне собе димензија $4 \times 5 \times 2.8\text{m}$.

Осим за плућа, други облици потенцијалног ризика по друга ткива и органе су такође познати. Прорачунавање доза показује да конзумирањем воде која садржи повишене концентрације радона може довести до веома повећаног ризика настанка стомачног канцера (NRC, 1999). Такође постоје индикације да депозиција радонових потомака може под извесним околностима довести до повећане дозе у осетљивим слојевима коже и појаву канцера као крајњи исход (NRPB, 1997). Процене ризика радонових потомака на ткива и органе различите од плућа си дате у (NRPB 2000; UNSCEAR 2006).

Излагање зрачењу радионуклида дистибуираних у атмосфери просторија такође доприноси укупној дози. Овај допринос може бити значајан с обзиром да је РАЕС у ваздуху је доста већи него његова депонована фракција у плућима. За прорачун доза спољашњег озрачивања ORNL математички фантом је смештен у средини собе димензија $4 \times 5 \times 2.8\text{m}$, (Koblinger, 1978 и 1984; Markkanen, 1995). MCNP софтвер је коришћен за симулацију транспорта бета и гама зрачења радонових потомака. Почетне тачке и правац кретања честица зрачења је насумично биран унутар запремине просторије, с обзиром да је дистрибуција радона и његових потомака у соби униформна, (Urosevic и др, 2008).

Као резултат симулације, средња апсорбована доза у ткиву T , од зрачења типа R (бета или гама), $\overline{D_{T,R}^n}$, где је атмосфера просторије извор зрачења, је одређена за случај ORNL фантома одраслог мушкарца. Да би се проценио DCF у $m\text{Sv}/\text{WLM}$, потребно је трансформисати резултат у дозу по распаду, зашта су неопходне активности радонових

потомака у ваздуху. Њихове вредности су дате у Табели 2.3. Принос β зрачења износи 1, док је принос за ^{214}Pb γ спектар 0.98, а за ^{214}Bi је 1.37, (Table of Radioactive Isotopes, 2014). Апсорбована доза, $D_{T,R}^n$, по *WLM* за различите типове зрачења R (β или γ) и потомак n (^{214}Pb или ^{214}Bi) у органу T , људског организма се може добити релацијом (8.3). Еквивалентна доза, H_T у органу T , се рачуна већ поменутом релацијом (8.4). По одређивању еквивалентне дозе, ефективна доза је дата релацијом (8.5), где се добија ефективна доза по јединици експозиције и представља DCF.

9.1 Резултати доза од спољашњег озрачивања

Апсорбоване дозе у свим главним органима и ткиву остатка фантома одрасле особе мушког и женског пола, од гама и бета зрачења услед спољашње експозиције су израчунате и представљене у Табели 9.1 и 9.2.

Дозе гама зрачења су прилично хомогено распоређене у органима фантома одрасле особе мушког и женског пола. Висока продорност ове врсте зрачења омогућава да зрачење прође кроз читав организам и депонује енергију унутар читаве запремине фантома. На другој страни бета честице индукују највећу дозу у кожи. Ткиво остатка, груди особе женског пола, површина костију и коштана срж примају највећу дозу у поређењу са осталим органима. У поређењу са гама зрачењем бета зрачење интензивније губи енергију при интеракцији са ткивом што објашњава расподелу дозе у Табели 9.1. Максимална енергија бета честица ^{214}Pb је 1024 keV. Ова вредност за ^{214}Bi износи 3272 keV. Гама зрачење ^{214}Bi има већу енергију са гама линијама до 3.3 MeV. Апсорбована доза примљена од стране ^{214}Bi је много већа и у неким случајевима за ред величине.

Табела 9.1 Апсорбоване дозе у људским органима фантома одрасле особе мушког и женског пола од β^- зрачења ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у просторији у ($\mu\text{Gy}/\text{WLM}$)

$\mu\text{Gy}/\text{WLM}$	^{214}Pb e-	^{214}Pb e-	^{214}Bi e-	^{214}Bi e-
	мушка	женска	мушка	женска
	особа	особа	особа	особа
плућа	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$
кожа	84.4	71.5	370.8	312.1
јетра	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$
стомак	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$
бешика	$5.7 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-3}$
тестиси/јајници	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
једњак	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-4}$
дебело црево	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
тироида	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$7.9 \cdot 10^{-2}$	$8.2 \cdot 10^{-2}$
површина костију	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	0.80	1.00
коштана срж	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	0.63	0.80
мозак	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^{-2}$
груди	-	$8.8 \cdot 10^{-3}$	-	2.7
ткиво остатка	1.6	1.2	24.2	18.3

Табела 9.2 Апсорбоване дозе у људским органима фантома одрасле особе мушког и женског пола од γ зрачења ^{214}Pb и ^{214}Bi , распоређених у просторији у ($\mu\text{Gy}/\text{WLM}$)

$\mu\text{Gy}/\text{WLM}$	^{214}Pb	^{214}Pb	^{214}Bi	^{214}Bi
	мушка	женска	мушка	женска
	особа	особа	особа	особа
плућа	$6.1 \cdot 10^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$
кожа	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$
јетра	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
стомак	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
бешика	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
тестиси/јајници	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
једњак	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
дебело црево	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
тироида	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
површина костију	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
коштана срж	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
мозак	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$
груди		$3.6 \cdot 10^{-3}$		$1.3 \cdot 10^{-2}$
ткиво остатка	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$

Еквивалентна доза од спољашњег извора у неком органу се добија множењем апсорбоване дозе са радијационим тежинским факторима. Радијациони тежински фактор гама и бета зрачења је 1, тако да је еквивалентна доза једнака апсорбованој дози. Због могућности компарације у Табели 9.3 су приказане еквивалентне дозе по јединици експозиције од удахнутих радонових потомака (Marković и др. 2009).

Табела 9.3 Укупна бета и гама еквивалентна доза од ^{214}Pb и ^{214}Bi по WLM у главним органима и ткиву остатка ORNL фантома одрасле особе мушког и женског пола услед спољашњег (Marković и др, 2012) и унутрашњег излагања (Marković и др 2009) ($\mu\text{Sv}/\text{WLM}$).

$\mu\text{Sv}/\text{WLM}$	Спољашње озрачивање (Marković и др, 2012)		Плућа као извор (Marković и др 2009)	
	мушка особа	женска особа	мушка особа	женска особа
	плућа	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$4.7 \cdot 10^{-2}$	89.1
кожа	455.2	383.6	0.20	0.16
јетра	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$	0.70	0.96
стомак	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	0.52	0.34
бешика	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$	$2.54 \cdot 10^{-2}$
тестиси/јајници	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.00 \cdot 10^{-2}$	$5.03 \cdot 10^{-2}$
једњак	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	1.21	1.08
дебело црево	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$7.76 \cdot 10^{-2}$	$8.19 \cdot 10^{-2}$
тироида	$8.5 \cdot 10^{-2}$	$9.5 \cdot 10^{-2}$	0.15	0.21
површина костију	0.83	1.00	0.25	0.27
коштана срж	0.66	0.83	0.41	0.38
мозак	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$2.91 \cdot 10^{-2}$	$2.27 \cdot 10^{-2}$
груди		2.76		0.78
ткиво остатка	25.85	19.59	0.48	0.36

Највећу дозу од радонових потомака унутар просторије прима кожа и груди особе женског пола. Овај резултат је сасвим очекиван када се у обзир узме начин озрачивања. У случају дозе коју прими кожа, поређење са дозама алфа емитера депонованих на самој кожи може дати корисне информације о доприносу бета и гама зрачења укупној дози на кожи. Многе студије се односе на дозе незаштићених делова коже (кожа лица и врата) где су дозе рачунате за акциону активносну концентрацију у ваздуху од $200 \text{ Bq}/\text{m}^3$. Вредности годишње еквивалентне дозе је од 17 до 170 $\mu\text{Sv}/\text{годишње}$ (Eatough и Henshaw, 1992) са централном вредношћу од 25 $\mu\text{Sv}/\text{годишње}$

(Kendall и Smith, 2002; Tempfer и др, 2010). Ове вредности одговарају излагању коже лица и врата дози од $125 \mu\text{Gy}/\text{годишње}$ (BEIR VI, 1999). За кожу свих других региона еквивалентна доза је око $7.5 \mu\text{Gy}/\text{годишње}$ или $1.5 \mu\text{Sv}/\text{годишње}$ (BEIR VI, 1999). У овоме раду излагање коже спољашњем извору одговара озрачивању алфа честицама региона коже лица и врата. Укупна еквивалентна доза у овоме раду се може одредити из еквивалентне дозе по јединици излагања дате у Табели 9.3 узимајући у обзир акциони ниво активносне концентрације од $200 \text{Bq}/\text{m}^3$. Еквивалентна доза од бета и гама зрачења у овоме делу рада услед спољашњег озрачивања је 1.27 и $1.07 \mu\text{Sv}/\text{годишње}$ за особу мушкога и женског пола респективно. Ова вредност је приближно иста вредности алфа дозе од депонованих потомака на деловима коже покривених одећом.

Интересантно је напоменути да ткиво остатка прима дозу другу по величини после коже. Детаљнијом анализом се показује да мишићно ткиво остатка прими највећу дозу: 232.57 и $195.74 \mu\text{Sv}/\text{WLM}$ за фантома одрасле мушке и женске особе респективно. Мишићно ткиво испуња простор испод коже тако да бета честице депонују велики део енергије унутар мишићног ткива. Анализом података у Табели 9.3 се може видети да су дозе од радионукида у просторији мање од доза удахнутих радионуклида. Само мала фракција бета честица и гама зрачења која се емитује у просторији у ствари и погоди фантома. Највећи део зрачења се апсорбује у ваздуху и на зидовима просторије и не стигне до фантома као мете.

Ефективна доза од бета и гама зрачења радонових потомака распоређених хомогено у просторији израчуната помоћу релације 9.3 износи $7.37 \mu\text{Sv}/\text{WLM}$.

9.2 Дискусија вредности доза радонових потомака расподељених у просторији

Дозе радонових потомака расподељених у просторији су представљене у Табелама 9.1 и 9.2. Кожа и мишићно ткиво органа остатка су највише изложени. DCF износи $7.37 \mu\text{Sv}/\text{WLM}$. DCF од потомака који су распоређени у плућима износи $13.3 \mu\text{Sv}/\text{WLM}$. Узимајући у обзир оба начина излагања укупна ефективна доза по јединици излагања радонових потомака ^{214}Pb и ^{214}Bi износи $20.67 \mu\text{Sv}/\text{WLM}$. Табела 9.3 даје укупну еквивалентну дозу у свим главним органима и ткиву остатка услед спољашњег

и унутрашњег излагања. Мишићно ткиво је додато на листу главних органа с обзиром да прима највећу дозу. Мозак такође прима велику дозу у поређењу са осталим органима.

Табела 9.4 Укупне еквивалентне дозе од ^{214}Pb и ^{214}Bi ($\mu\text{Sv/WLM}$)

$\mu\text{Sv/WLM}$	мушка особа	женска особа
плућа	89.16	128.37
кожа	146.29	383.80
јетра	0.76	1.01
стомак	0.54	0.36
бешика	0.04	0.04
тестиси/јајници	0.06	0.06
једњак	1.23	1.09
дебело црево	0.10	0.11
тироида	0.23	0.31
површина костију	1.08	1.27
коштана срж	1.06	1.20
мозак	0.10	0.08
груди		3.54
ткиво остатка	26.34	19.95
мишићно ткиво	232.84	196.05

Како би се употпунила слика о озрачивању људских органа неопходно је да се у обзир урачунају и други облици озрачивања. Органи људског организма су изложени и алфа честицама радонових потомака који су локализовани у самим органима. По инхалацији, извесна концентрација потомака се транспортује у све органе људског организма. Прорачун ових доза за овај начин излагања укључује биокинетичке моделе транспорта радонових потомака кроз људски организам. У раду Al-Jundi и др, (2011) је коришћен биокинетички и дозиметријски модел прорачуна инхалационе дозе радонових потомака. Као резултат конверзиони коефицијенти у Sv/Bq су одређени за излагање алфа зрачењу радонових потомака депонованих у органима. Неки резултати су публиковани од стране Kendall и Smith (2002) раније. Како би се поредиле дозе алфа

зрачења у радовима (Al-Jundi и др, 2011; Kendall и Smith, 2002) са бета и гама дозама у овоме раду додатни прорачуни су потребни. Неопходно је дозу у Sv/Bq дату у овим радовима конвертовати у дозу по јединици излагања у Sv/J . Овако израчунате дозе су затим утежњене фракцијама РАЕС-а и сумиране. (Al-Jundi и др, 2011; Kendall и Smith, 2002). Резултати су представљени у Табели 9.4 заједно са усредњеним дозама фантома одрасле мушке и женске особе из Табеле 9.3.

Табела 9.5. Поређење бета и гама еквивалентне дозе услед унутрашњег (Marković и др, 2012) и спољашњег (Marković и др, 2009) излагања са еквивалентним дозама алфа честица од потомака распоређеним у органима људског организма (Al-Jundi, 2011; Kendall и Smith, 2002)

$\mu Sv/WLM$	бета и гама дозе (у овоме раду)	алфа дозе (Al- Jundi, 2011)	алфа дозе (Kendall и Smith, 2002)
плућа	108.77	$124.03 \cdot 10^3$	$147.29 \cdot 10^3$
кожа	265.05	11.03	-
јетра	0.89	63.24	42.97
стомак	0.45	114.55	78.79
бешика	0.04	67.41	20.45
тестиси	0.06	6.17	-
јајници	0.06	10.93	-
једњак	1.16	-	-
дебело црево	0.11	-	21.86
тироида	0.27	11.19	-
површина костију	1.18	210.05	176.59
коштана срж	1.13	188.18	29.59
мозак	0.09	11.03	14.15
груди	1.77	12.03	15.20
ткиво остатка	23.15	$24.90 \cdot 10^3$	-
мишићно ткиво	214.44	-	15.01

Упоређујући DCF алфа зрачења који је око $15 mSv/WLM$ (Al-Jundi и др, 2011) ове вредности су мале. Главни начин излагања алфа зрачењу радонових потомака је услед

инхалације где је доза ограничена углавном на плућа. Изузетак је доза примљена од стране коже. Уколико би се доза у плућима неби урачунавала у ефективну дозу DCF би износио свега око 0.8 mSv/WLM (Al-Jundi и др, 2011). Сада разлика у дози алфа и бета зрачења није толико велика. Фактор је око 40. При поређењу апсорбованих доза уместо еквивалентне где би се изоставио радијациони тежински фактор који је 20 за алфа честице меже се видети да је разлика у апсорбованим дозама свега два пута. У скоријој прошлости било је предлога да се фактор квалитета алфа зрачења, а после и тога, и радијациони фактор алфа зрачења смање са 20 на 10 (Brenner и др, 1995).

Упоређујући са дозама алфа зрачења, дозе бета и гама зрачења у неким органима могу бити занемарене. На другој страни дозе у мишићном ткиву потичу углавном од бета и гама зрачења. Дозе које прими кожа су већином од гама зрачења и ове дозе су поредиве са дозама алфа зрачења од депонованих потомака на кожи. DCF бета и гама зрачења радонових потомака је процењен на $20.67 \mu\text{Sv/WLM}$.

10 Закључак

У овој докторској дисертацији одређене су дозе краткоживећих потомака радона и торона у ткивима и органима људског организма. Акцент је постављен на бета и гама емитере који својим дугодометним зрачењем имају утицаја на читав организам. Услед дугодометности бета и поготово гама зрачења могући су различити видови излагања – интерно и екстерно, који су испитани понаособ у овом раду. Интерно излагање у овоме раду потиче од радонових и торонових потомака доспелих у организам инхалацијом. Активност депонована у плућима доприноси дози у њима, али због дугодометности бета и гама зрачења, дозе нису ограничене само на плућа, већ и на читав организам. Други вид излагања је екстерно излагање од радонових и торонових потомака који се распадају у атмосфери која непосредно окружује човека.

Пре одређивања самих доза развијен је модел Брауновог кретања радонових и торонових потомака у атмосфери затворених просторија који се базира на Јакобијевом моделу. Показано је да се полазећи од основних физичких закона може доћи до параметара Јакобијевог модела. Резултати овог дела дисертације су показали добру корелацију са вредностима датих од стране других аутора базираних на експерименталним мерењима. Овај део дисертације представља пионирски прилаз одређивању параметра Јакобијевог модела у теорији. Поред добрих овај прилаз има и своје недостатке, које се не огледају у ограничењима наметнутим од стране физичких процеса и могућностима самог модела. Недостатак овог модела је што је веома захтеван у погледу реализације самог процеса симулације која се базира на овом моделу. Због комплексности модела и огромног броја корака који треба испратити у самој симулацији, превазилазе се хардверски ресурси који су на располагању. Ово је делимично превазиђено увођењем кондензованих историја честица, што је на другој страни имало као последицу губљење извесне количине информација. Процеси који су разматрани су формација потомака, њихова дифузија у атмосфери просторија у којој је занемарено ламинарно кретање ваздуха, затим припајање аеросола потомцима и депозиција неприпојених и припојених потомака на зидове просторије. Сви ови процеси зависе од многих фактора, као што су димензија просторије, дистрибуције аеросола по величини, кретање ваздуха у просторијама, влажност ваздуха и концентрација молекула водене паре и др. Комплетан опис утицаја свих ових

параметара на понашање потомака је веома тежак задатак, због чега се уводе извесна упрошћавања и претпоставке које чине симулацију изводљивом. Упрошћавања уведена у овоме делу рада утичу на резултате модела дајући нешто мање вредности брзине депозиције, што се може кориговати увођењем корак по корак симулације кретања, што на другој страни невероватно повећава потребу рачунарских ресурса до границе изводљивости симулације. При мирењу потреба и могућности долази се до закључка да модел презентован у оквиру ове дисертације даје сасвим задовољавајуће вредности параметара Јакобијевог модела, представљене у Табели 5.1.

На основу параметара Јакобијевог модела одређене су активности радонових и торонових потомака у ваздуху, као и део активности који се таложи у плућима. На основу ових вредности и употребом дозиметријских модела и софтвера за симулацију транспорта зрачења кроз материју, првенствено су израчунате апсорбоване фракције електрона у осетљивим слојевима плућа, што је тема главе шест. Апсорбоване фракције су одређене за моноенергетске електроне и бета честице од ^{214}Pb , ^{212}Pb , ^{214}Bi и ^{212}Bi . Резултати су приказани на Сликама 6.1 до 6.6 и у Табели 6.1. У зависности од комбинације извора и мете део енергије који се депонује у осетљивим слојевима, тзв., апсорбована фракција, износи између 1% и 18% од средње енергије бета честица из спектра. Због тога се унутрашње озрачивање не ограничава само на плућа као орган у коме се депонује активности из ваздуха, већ су мета и првенствено суседни органи људског организма.

Апсорбоване фракције су даље омогућавале одређивање доза у осетљивим слојевима базалних и секреторних ћелија унутар бронхијалног и бронхиоларног региона. Показано је да вредности доза бета зрачења имају мале вредности у односу на дозе алфа зрачења, Табела 7.2. DCF радонових потомака износи 0.21 mSv/WLM , што је око 2% од вредности алфа зрачења. DCF торонових потомака је 0.06 mSv/WLM , што износи око 1.5% DCF-а алфа зрачења. Варијација улазних параметара параметара Јакобијевог модела је показала како DCF зависи од ових параметара и установљено је да се вредност DCF-а може променити до 35%, Табела 7.3.

На основу вредности апсорбованих фракција може се видети да се само мали део енергије бета зрачења радонових и торонових потомака депонованих у плућима апсорбује у самим плућима. Због тога је следећи природан корак квантификација доза у околним органима што је управо урађено у овој дисертацији. Дозе су израчунате посебно за радонове и торонове потомке у свим органима и ткиву остатка људског организма. Вредности еквивалентних доза бета и гама зрачења радонових потомака су

приказане у Табели 8.4. Еквивалентне дозе торонових потомака су дате у Табели 8.6. Укупан DCF износи 13.3 и 20.45 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$ за радон и торон респективно. Битно је напоменути да мишићно ткиво, које спада у ткиво остатка после плућа прима највећу дозу, која износи 3.49, 4.01, 31.58, и 35.69 ($\mu\text{Gy}/\text{WLM}$) за ^{212}Pb код особе мушког пола, ^{212}Pb код особе женског пола, ^{212}Bi код особе мушког пола и ^{212}Bi код особе женског пола респективно.

На крају је одређен укупан допринос дози услед спољашњег излагања. Дозе и дозни конверзиони фактори - DCF су одређени за бета и гама зрачење у главним органима и ткиву остатка, узимајући у обзир ^{222}Rn потомке ^{214}Pb и ^{214}Bi распоређене у атмосфери просторија на ORNL фантоме у центру стандардне собе димензија $4\times 5\times 2.8\text{m}$. Укупне бета и гама еквивалентне дозе су приказане у Табели 9.4. У зависности од органа, дозе бета и гама у односу на дозе алфа зрачења варирају. У случају коже и мишићног ткива дозе бета и гама зрачења су изразитије, Табела 9.5. DCF износи 7.37 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$ за спољашње излагање радоновим потомцима.

Резултатима приказаним у Теоријском делу ове дисертације који представљају оригинални научни допринос аутора заокружује се студија везана за главне видове излагања радоновим и тороновим потомцима који емитују бета и гама зрачење. Дозе гама зрачења показују униформнију расподелу по органима без обзира на начин излагања. То је последица дугодометности ове врсте зрачења. Дозе бета зрачења варирају у зависности од начина излагања и пре свега концентрације радионуклида од којих зрачење потиче. Прорачунима у овој дисертацији одређен је укупан допринос алфа зрачењу у плућима и одређене су дозе у свим органима људског организма.

Референце

Al-Jundi J, Li WB, Abusini M, Tschiersch J, Hoeschen C, Oeh U (2011) Inhalation dose assessment of indoor radon progeny using biokinetic and dosimetric modeling and its application to Jordanian population. *Journal of Environmental Radioactivity* 102:574-580

Amgarou K, Font L, Baixeras C (2003) A novel approach for long-term determination of indoor ^{222}Rn progeny equilibrium factor using nuclear track detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506, 186–198

Bartels H, The human lungs, *Comparative Respiratory Tract Carcinogenesis*, Vol. 1, Spontaneous Respiratory Tract Carcinogenesis, CRC Press, Boca Raton, Florida, 1983.

BEIR VI, Health Effects of Exposure to Radon: BEIR VI, Committee on Health Risks of Exposure to Radon, National Research Council, National academy press, Washington, D.C., 1999.

BEIR VII, Health risks from exposure to low levels of ionizing radiation, Biological effects of ionizing radiation (BEIR) VII Report, The National Academies press, Washington DC, 2006.

Bielajew AF, Rogers DWO (1987) *PRESTA*: The parameter reduced electron step transport algorithm for electron Monte Carlo transport. *Nuclear Instruments and Methods B*, 18: 165-181.

Birchall A, Bailey MR, James AC (1991) LUDEP: A Lung Dose Evaluation Program. *Radiat. Prot. Dosimetry*, 38: 167-174.

Booker DV, Chamberlain AC, Newton D, Stott ANB (1969) Uptake of Radioactive Lead following Inhalation and Injection. *Br. J. Radiol.*, 42: 457-466.

Brenner DJ, Miller RC, Huang Y, Hall EJ (1995) The biological effectiveness of radon-progeny alpha particles. III. Quality factors. *Radiat Res.* 142(1):61-9.

Briesmeister J F, MCNP - A General Monte Carlo N- Particle Transport Code, Version 4B, LA-12625-M, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico, 1997.

Cristy M, (1980). Mathematical phantoms representing children of various ages for use in estimates of internal dose, U.S. Nuclear Regulatory Commission Rep. NUREG/CR-1159 (also Oak Ridge National Laboratory Rep. ORNL/NUREG/TM-367).

Cristy M, Eckerman KF, Specific absorbed fractions of energy at various ages from internal photon sources, Oak ridge national laboratory, Oak Ridge, Tennessee, ORNL/TM-8381/V1, 1980.

Darby S, Whitley E, Silcocks P, Thakrar B, Green M, Lomas P, Miles J, Reeves G, Fearn T, Doll R (1998) Risk of lung cancer associated with residential radon exposure in southwest England: a case-control study. *Br. J. Cancer*, 78, 394-408.

Dietze G, Alberts WG (2004) Why it is advisable to keep $w_R = 1$ and $Q = 1$ for photons and electrons. *Radiation Protection and Dosimetry*, 109(4): 297-302.

Eatough JP, Henshaw DL (1992) Radon and thoron associated dose to the basal layer of the skin, *Phys. Med. Biol.* 37(4):955-67.

Eckerman KF, Cristy M, Ryman JC (1996) The ORNL mathematical phantom series. Available on <http://ordose.ornl.gov/resources/Mird.pdf>, last accessed on June 14, 2011.

Eisenbud M, Gesell T, Environmental Radioactivity from Natural, Industrial, and Military Sources. San Diego, CA, Chapter 6 - Natural Radioactivity, 2004.

Fernández -Varea JM, Mayol RJ, Salvat Baró F (1993) On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons. *Nuclear Instruments and Methods*, B 73: 447-473.

Fleischer RL (1997) Radon: Overview of properties, Origin and Transport. In: Durrani SA, Ilic R Radon measurements by etched track detectors. World Scientific, Singapore, 3:1-21.

Gehr P, Bachofen M, Weibel ER, (1978) The normal human lung: Illtrastrusture and morphometric estimation of diffusion capacity. *Respir. Physiol.*, 32:121-140.

Goorley T. MCNP Medical Physics Geometry Database. Los Alamos National Laboratory, 2014.

Hinds WC, Aerosol Technology, Properties, Behavior and Measurements of Airborne Particles. John Willey&Soons, New York, 1998.

Hendricks JS, Adamsa KJ, Bootha TE, Briesmeister JF, Carterb LL, Coxa LJ, Favoritea JA, Forstera RA, McKinneya GW, Praela RE (2000) Present and future capabilities of MCNP. *Applied Radiation and Isotopes*, 53: 857-861.

Hofmann W, Fakir H, Aubineau-Laniece I, Pihet P (2004) Interaction of alpha particles at the cellular level--implications for the radiation weighting factor. *Radiation Protection Dosimetry*, 112(4): 493-500.

Horsfield K, Cumming G (1968) Morphology of the bronchial tree in man. *J. Appl. Physiol.*, 24: 373-383.

Hursh JB, Schraub A, Sattler EL, Hofmann HP (1969) Fate of ^{212}Pb inhaled by human subjects. *Health Phys.*, 16: 257-267.

Hursh JB, Mercer TT (1970) Measurement of ^{212}Pb loss rate from human lungs. *J. Appl. Physiol.*, 28: 268-274.

Hussein E, Ahmed AA, Mohamed A (1998) Radiation dose to the human respiratoru tract from inhalation of radon-222 and its progeny. *Appl. Radiat. Isot.*, 49(7): 783-790.

ICRP 26, Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. Pergamon Press, Oxford, 1977, 1(3): 1-53.

ICRP 30, Limits for intakes of radionuclides by workers. Pergamon Press, Oxford, 1979, 2: 1-116.

ICRP 32, Limits for inhalation of radon daughters by workers. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 32. Pergamon Press, Oxford, 1981, 6(1): 1-24.

ICRP 65, Protection against radon-222 at home and at work. Pergamon Press, Oxford, 1993, 23(2): 1-45.

ICRP 66, Human Respiratory Model for Radiological Protection. Pergamon Press, Oxford, 1994, 24(1-3): 1-482.

ICRP 92, Relative biological effectiveness (RBE), quality factor (Q), and radiation weighting factor w_R . Pergamon Press, Oxford, 2003, 33(4): 1-121.

ICRP 103, Quantities used in radiological protection. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 103, Pergamon Press, Oxford, Annex B., 2007, 37: 247-322.

ICRU 10a Radiation quantities and units, Washington : U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards, 1962.

Ivanov VI, Kurs dozimetri. Atomizdat, Moskva (1978).

Jacobi W (1972) Activity and potential α energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn daughters in different air atmosphere, Health Phys. 22: 441-450.

Jolyon HH, Simon LS, Wojcik A, Sohrabi M, Burkart W, Cardis E, Laurier D, Tirmarche M, Hayata I (2009) Human exposure to high natural background radiation: what can it teach us about radiation risks?. Journal of Radiological Protection, 29: A29-A42.

Kendall GM and Smith TJ (2002) Doses to organs and tissues from radon and its decay products J. Radiol. Prot. 22: 389–406

Koblinger L (1978) Calculation of exposure rates from gamma sources in walls of dwelling rooms, Health Physics, 34, 459-463.

Koblinger L. (1984) Mathematical models of external gamma radiation and congruence of measurements, Radiation Protection Dosimetry, 7: 227-234.

Krstic D, Input files with ORNL-mathematical phantoms of the human body for MCNP-4b, Available on <http://www.pmf.kg.ac.rs/radijacionafizika/InputFiles.html>, last accessed on Accessed 6 April 2014.

Krstic D, Nikezic D (2007) Input files with ORNLmathematical phantoms of the human body for MCNP-4B. Comput. Phys. Commun. 176: 33–37.

Koblinger L (1978) Calculation of exposure rates from gamma sources in walls of dwelling rooms, Health Physics, 34: 459-463.

Koblinger L. (1984) Mathematical models of external gamma radiation and congruence of measurements, Radiation Protection Dosimetry, 7: 227-234.

Kwang PK, Chang-Yu W, Brian B, Wesley N, Wesley B. (2006) Characterization of Radioactive Aerosols in Florida Phosphate Processing Facilities. Aerosol Science & Technology, 40(6): 410-421.

Landau LD, Lifshic EM. Mechanics of Continuum Media, second ed., by Gradjevinska knjiga, 1965 (in Serbian-translation from Russian).

Markkanen M, Radiation Dose Assessments for Materials with Elevated Natural Radioactivity, STUK-B-STO 32, Finnish centre for radiation and nuclear safety, Helsinki, 1995.

Markovic V, Stevanovic N, Nikezic D (2008) Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract. *Radiation and Environmental Biophysics*, 47: 139–145.

Markovic VM, Krstic D, Nikezic D (2009) Gamma and beta doses in human organs due to radon progeny in human lung, *Radiation Protection Dosimetry*, 135 Issue: 3: 197 - 202.

Markovic MV, Stevanovic N, Nikezic D (2011) Doses from beta radiation in sensitive layers of human lung and dose conversion factors due to $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ progeny, *Radiat Environ Biophys*, 50(3): 431-440.

Markovic MV, Krstic D, Nikezic D, Stevanovic N (2012) Doses from radon progeny as a source of external beta and gamma radiation. *Radiat Environ Biophys*, 51: 391–397.

Marsh JW, Birchall A (2000) Sensitivity analysis of the weighted equivalent lung dose per unit exposure from radon progeny. *Radiat. Prot. Dosim.* 87: 167-178.

Marsh JW, Bessa Y, Birchall A, Blanchardon E, Hofmann W, Nosske D, Tomasek L (2008) Dosemetric models used in the alpha-risk project to quantify exposure of uranium miners to radon gas and its progeny. *Radiation Protection Dosimetry*, 130: 101-106.

Mercer TT (1976) The effect of particle size on the escape of recoiling RaB atoms from particulate surfaces. *Health Phys.* 31: 173-174.

Mercer RR, Russell ML, Carpo JD (1991) Radon dosimetry based on the depth distribution of nuclei in human and rat lungs. *Health Physics*, 61: 117-130.

Mishra R, Mayya YS, Kushwaha HS (2009) Measurement of $^{220}\text{Rn}/^{222}\text{Rn}$ progeny deposition velocities on surfaces and their comparison with theoretical models. *Aerosol Sci* 40: 1–15.

Molière G, (1948) Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfachund Vielfachstreuung. *Z. Naturforsch.*, 3: 78-97.

Nazaroff WW, Nero AV, Radon and Its Decay Products in Indoor Air. John Wiley and Sons, New York, 1988.

NCRP Report no. 93, Ionizing radiation exposure of the population of the United States. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland, 1987.

NCRP Report no. 154, Cesium-137 in the Environment: Radioecology and Approaches to Assessment and Management. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland, 2006.

NCRP Report no. 160, Ionizing Radiation Exposure of the Population of the United States. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland, 2009.

Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO, The EGS4 Code System, Report SLAC-265. Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, US, 1985.

Nikezic D, Yu KN (2001a) Alpha hit frequency due to radon decay products in human lung cells. J. Radiat. Biol., 77(5): 559-565.

Nikezic D, Yu KN (2001b) Microdosimetric calculations of absorption fraction and the resulting dose conversion factor for radon progeny. Radiation and Environmental Biophysics, 40: 207-211.

Nikezic D, Novakovic B, Yu KN (2003) Absorbed fraction of radon progeny in human bronchial airways with the bifurcation geometry. International Journal of Radiation Biology. 79(3): 175-180.

Nikezic D, Stevanovic N (2005) Radon progeny behavior in diffusion chamber. Nucl. Instr. and Meth. B 239: 399-406.

Nikezic D, Lau BMF, Stevanovic N, Yu KN (2006) Absorbed dose in target cell nuclei and dose conversion coefficient of radon progeny in the human lung. Journal of Environmental Radioactivity, 89: 18-29.

Nikezic D, Stevanovic N (2007a) Behavior of ^{220}Rn progeny in diffusion chamber. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 570: 182–186.

Nikezic D, Stevanovic N (2007b) Room model with three modal distributions of attached ^{220}Rn progeny and dose conversion factor. Radiation Protection Dosimetry, 123: 95-102.

Nikezic D, Markovic MV, Krstic D, Yu PKN (2010) Doses in human organs due to alpha, beta and gamma radiations emitted by thoron progeny in the lung. Radiation Protection Dosimetry, 141(4): 428-431.

Nikolopoulos D, Vogianis E (2007) Modeling radon progeny concentration variations in thermal spas. Science of the Total Environment 373: 82–93.

NRC, National Research Council, Comparative dosimetry of radon in mines and homes, Washington DC: National Academic Press, 1991.

NRC, Risk Assessment of Radon in Drinking Water, Washington, DC: National Academy Press, 1999.

NRPB, Assessment of skin doses, Documents of the NRPB: **8** (3), 1997.

NRPB, Health Risks from Radon Faculty of Public Health Medicine, Chartered Institute of Environmental Health, Chilton: NRPB, 2000.

Phalen RF, Oldham MJ, Beaucage CB, Crocker TT, Mortensen JD (1985) Postnatal enlargement of human tracheobronchial airways and implication for particle deposition. Anat. Rec., 212: 368-380.

Porstendorfer J, Tutorial lessons: Properties and behavior of radon and thoron and their decay products in the air. In. IV Int. Symp. on the Nat. Radiat. Envir., Austria, 1991.

Porstendorfer J (1994) Properties and behaviour of radon and thoron and their decay products in the air. J. Aerosol Science, 25(2): 219-263.

Porstendorfer J, Reineking A, Radon characteristics related to dose for different living places of the human. Proceed. IRPA10, T-9-1. In: proceedings of the Tenth Congress of the International Radiation Protection Association, Hiroshima, Japan, 2000.

Posner JD, Buchanan CR, Dunn-Rankin R (2003) Measurements and prediction of indoor air flow in a model room 35, 515-526.

Ramachandran TV, Sahoo BK (2009) Thoron (^{220}Rn) in the indoor environment and work places. Indian J. Phys. 83 (8): 1079-1098.

Reist PC, Aerosol Science and Technology, second ed., McGraw-Hill, New York, 1993.

Rosaline M, Mayya Y S, Kushwaha H S (2009) Measurement of $^{220}\text{Rn}/^{222}\text{Rn}$ progeny deposition velocities on surfaces and their comparison with theoretical models, Aerosol Science, 40, 1-15.

Rossi HH, Harald H, Zaider M, Bolch W, Microdosimetry and Its Applications. University of Florida, Gainesville, Florida, Physics Today, 1997, 50(12): 70.

Salvat F, Fernández-Varea JM, Sempau J, PENELOPE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. Workshop Proceedings. Issy-les-Moulineaux, France, 2003.

Steinhausler F (1996) Environmental ^{220}Rn . A review. Environ. Intern., 22(1): S1111-S1123.

Stevanovic N, Nikezic D, Djordjevich A (2004) The recoil factor of ^{214}Pb . Journal of Aerosol Science 35: 1041-1050.

Swedemark AG (1983) The Equilibrium factor F. Health Physics, 45(2): 453-462.

Table of Radioactive Isotopes, Periodic Table linked to decay data for known isotopes of each element, available at <http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm>, last accessed april 2014.

Tempfer H, Hofmann W, Schober A, Lettner H, Dinu AL (2010) Deposition of radon progeny on skin surfaces and resulting radiation doses in radon therapy, *Radiat. Environ Biophys* 49: 249–259.

UNESCAR Report, Sources and effects of ionizing radiation. Volume I: Sources; Volume II: Effects, Unated Nations Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation, 2000 Report to General Assembly, with scientific Annexes. Unated Nations sales, Unated Nations, New York, Publication E.00.IX.3 and E.00.IX.4, 2000.

UNSCEAR Report, Effects of ionizing radiation, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR 2006 Report to the General Assembly, with scientific annexes. Unated Nations, New York, Volume II: Scientific Annex E, 2006.

10.1 UNESCAR Report, Sources of ionizing radiation, Unated Nations Scientific Committee on the Effect of Atomic Radiation, Unated Nations, New York, Publication 2008.

Urosevic V, Nikezic D, Vulovic S (2008) A theoretical approach to indoor radon and thoron distribution, *Journal of Environmental Radioactivity* 99: 1829-1833.

Weibel, E.R., *The normal human lung*, Academic Press Inc. New York, 1963.

X-5 Monte Carlo Team. MCNP—a General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Vol. I: Overview and Theory. Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory; LA-UR- 03- 1987; 2003.

Yamasaki T, Guo Q, Iida T (1995) Distributions of thoron progeny concentrations in dwellings. *Radiat. Prot. Dosim.* 59: 135-140.

Yeh HC, Schum GM (1980) Model of human lung airways and their application to inhaled particle deposition. *Bulletin of Mathematical Biology*, 42: 461-480.

Yu KN, Lau BMF, Nikezic D (2006) Assessment of environmental radon hazard using human respiratory tract models. *Journal of Hazardous Materials*, 132, 98-110.

Ziegler, J.F.; Biersack, J.P.; Littmark U., The Stopping and Range of Ion in Matter. Pergamon Press, Calculations were performed with SRIM-2003, 1985. (see <http://www.SRIM.org>)

Zhuo W , Iida T, Moriizumi J, Aoyagi T, Takahashi I (2001) Simulation of the concentrations and distributions of indoor radon and thoron. Radiation Protection dosimetry. 93(4): 357-368.

Zock C, Portstendorfer J, Reineking A (1996) The influence of biological and aerosol parameters of inhaled short-lived radon decay products on human lung dose. Radiation Protection Dosimetry, 63: 197-206.

Д о д а т а к 1

Радови проистекли из докторске дисертације

Д о д а т а к 2

**Диск са софтвером за симулацију понашања радонових потомака у атмосфери
затворених просторија**

Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract

V. Markovic · N. Stevanovic · D. Nikezic

Received: 17 July 2007 / Accepted: 17 September 2007 / Published online: 6 October 2007
© Springer-Verlag 2007

Abstract The absorbed fractions (AF) of electrons in sensitive layers of human respiratory tract were calculated in this paper. For that purpose the source code for simulation package PENELOPE, based on Monte Carlo method, was developed. The human respiratory tract was modeled according to ICRP66 publication, where AF of electrons was calculated using EGS4 simulation software. Some approximations used in ICRP66 were corrected in this work, and new values of AF for radon progeny are given. Minimal energy (EABS) that electron can have during transport through material is 1 keV in ICRP66, while it is set as low as 100 eV in the presented work. Lowering value of EABS gives more accurate results for AF when initial energy of electrons is below 50 keV. To represent tissue, water is used in ICRP66, while in this work epithelia tissue is used.

Introduction

The radon and its progeny are studying subject of many authors, because they cause large percent of total humans exposure (over 50%) [1]. Due to its relatively long half-life, radon gas, which comes from soil through floor and walls, distributes in rooms and closed spaces. In their Brownian motion, radon progeny can meet particles of aerosols, presented in the air, and attach to them. Free or attached radon progeny can be inhaled by humans. Inhaled radionuclides deposit in various regions of human respiratory tract

(HRT), where they decay, and irradiating surrounding tissue. For this reason, it is necessary to model respiratory tract and investigate the affect of radiation produced in decaying processes.

The human respiratory tract model (HRTM) is described in ICRP66 publication [2]. More recently the guidance for application of HRTM was given by ICRP Annals in vol. 32 [3]. According to these publications there are six tissues in HRT that are potentially at risk from inhaled radioactive materials. Those target tissues are:

- (1) the keratinized epithelium of the skin in the anterior part of the nose,
- (2) the stratified squamous epithelium of the main extrathoracic airways,
- (3) the ciliated epithelium of the bronchi,
- (4) the ciliated epithelium of the bronchioles,
- (5) the alveolar—interstitium and,
- (6) the thoracic and extratoracic lymph nodes.

For this paper the bronchial region (denoted by BB) and the bronchiolar region (bb) are of interest. Those regions are deposition sites of inhaled radionuclides, and in their structure ciliated epithelium is included, which is sensitive tissue.

Bronchial region is part of the air conducting system within the thorax [2]. The purpose of this part is to conduct air, adjust the humidity and temperature of inspired air, and it is the site of deposition of inhaled particles by impaction, sedimentation, and/or diffusion. The bronchi branches dichotomously in the human lung for 9 generations. Dimensions and geometry of the airway branches gradually change as they penetrate deeper into the lung. The simplified model of a section through the wall of a typical bronchus can be found in ICRP66 publication (see Fig. 5, p. 15 of [2]). Average inner diameter is $5 \times 10^3 \mu\text{m}$. The

V. Markovic · N. Stevanovic · D. Nikezic (✉)
Faculty of Science, Department of Physics, University of
Kragujevac, R. Domanovic 12, 34000 Kragujevac, Serbia
e-mail: nikezic@kg.ac.yu

nuclei of both, columnar secretory and short basal cells are considered to be sensitive targets.

The bronchiolar region is second part of the air conducting system. It consists of the bronchioles comprising generations 9 to 15. These airways conduct the air into and out of the respiratory region. Inhaled particles are deposited mainly by sedimentation or diffusion, depending on their size. The simplified model of a section through the wall of a typical bronchiole is shown in Fig. 6 at page 17 in ICRP66 publication [2]. Average inner diameter is $10^3 \mu\text{m}$. Sensitive target in this region consists of secretory cells.

Inner layers of airway in BB and bb regions present the site for the deposition of inhaled particles, including radon and its progeny. Those layers are mucus (gel) and cilia layer (Figs. 5 and 6 in ICRP66 [2]). At these places radon and its progeny decay emitting alpha and beta particles, as well as gamma radiation, so these two layers are considered to be sources of radiation. Emitted particles can hit sensitive layers and deposit part of its energy within it. On this way sensitive layers are being damaged and are becoming potential places for developing cancer cells. This is a reason why is of interest to calculate absorbed fractions (AFs) of emitted particles in sensitive layers. AF is defined as ratio of absorbed energy of the particle in a given region to its emitted energy.

The main contribution to the dose comes from emitted alpha particles. However, other types of radiation, beta and gamma, are also present and contribute to total dose, not only to lung. AF of monoenergetic electrons beams and β^- particles from progeny decays are given in ICRP66 publication evaluated for all combination of sources and targets.

To evaluate AFs, Monte Carlo “Electron Gamma Shower” transport code EGS4 [4] was used in ICRP66 publication. The code models the production of both knock-on electrons and bremsstrahlung above a certain energy threshold (taken to be 1 keV). In those calculations, a practical upper limit for energy loss in each scattering event was set at 6% of the current electron energy. This value is consistent with the small linear dimensions of tissue targets in which electron energy loss is to be followed. Electrons and photons were transported until their energy dropped to 1 keV, which was assumed to be deposited locally. The history of all secondary electrons and photons was followed completely. The material used in code were air, and water to simulate tissue.

For high-energy electrons and positrons, EGS4 have recourse to multiple scattering theories which allow the simulation of the global effect of a large number of events in a track segment of a given length (step). These simulation procedures will be referred to as “condensed” Monte Carlo methods. The multiple scattering theories implemented in condensed simulation algorithms are only approximate and may lead to systematic errors, which can

be made evident by the dependence of the simulation results on the adopted step length [5]. It is also worth noting that, owing to the nature of certain multiple scattering theories and/or to the particular way they are implemented in the simulation code, the use of very short step lengths may introduce spurious effects in the simulation results. For instance, the multiple elastic scattering theory of Molière [6], which is the model used in EGS4-based codes, is not applicable to step lengths shorter than a few times the elastic mean free path [7], and multiple elastic scattering has to be switched off when the step length becomes smaller than this value. As a consequence, stabilization for short step lengths does not necessarily imply that simulation results are correct. Consequently, the errors during simulation will be larger, particularly if thin layers are used like sensitively layers in BB, and especially bb regions. Condensed schemes also have difficulties in generating particle tracks in the vicinity of an interface, i.e. a surface separating two media of different compositions. When the particle moves near an interface, the step length must be kept smaller than the minimum distance to the interface so as to make sure that the step is completely contained in the initial medium, [5]. This may complicate the code considerably, even for relatively simple geometries.

The FORTRAN 77 subroutine package PENELOPE which performs Monte Carlo simulation of electron–photon showers in arbitrary materials is used in this work to evaluate AF from monoenergetic electrons and beta emission in sensitive region of ciliated epithelium in BB and bb. There are few reasons for calculation AFs in BB and bb regions using PENELOPE code. In ICRP66 publication tissue is represented with water instead using more adequate media. Lower limit of electron energy, under which is assumed that particle is locally deposited, was 1 keV. This energy does not affect on simulation results for high energies, but if electron starts with energy of 50 keV or below, errors in results can be large. In addition, it is not possible to perform simulation of particles with low initial energy (AF = 0 in ICRP66 for energies below 40 keV). These drawbacks are overcome in this paper by setting lower limit of electron energy on 100 eV, which reduce error for low energies. Also, adequate material is used to represent tissue. The most important reason for recalculating AF is in accuracy of simulation packages. EGS4 used in ICRP66 publication cannot accurately calculate AF in tin layers, like in BB and bb regions, for electron energies under 100 keV. On the other hand, PENELOPE can calculate AF of electrons for all energies used in ICRP66. This is of interest when AF from beta spectrum is being calculated for some radionuclides, like ^{212}Pb or ^{214}Pb which contains 48.75 and 22.92% particles with energies below 80 keV, respectively.

Methodology

The adopted scattering model in PENELOPE gives a reliable description of radiation transport in the energy range from about 1 keV (100 eV for electrons and positrons) to several hundred million electron volts. PENELOPE generates random electron–photon showers in complex material structures consisting of any number of distinct homogeneous regions (bodies) with different compositions. PENELOPE incorporates a scattering model that combines numerical total cross sections (or stopping cross sections) with simple analytical differential cross sections for the different interaction mechanisms.

The simulation of electron and positron tracks is performed by means of a mixed (class II) algorithm. Individual hard elastic collisions, hard inelastic interactions and hard bremsstrahlung emission are simulated in a detailed way, i.e. by random sampling from the corresponding restricted differential cross sections. The track of a particle between successive hard interactions or between a hard interaction and the crossing of an interface (i.e. a surface that separates two media with different compositions) is generated as a series of steps of limited length. The combined effect of all (usually many) soft interactions that occur along a step is simulated as a single ‘artificial’ soft event (a random hinge) where the particle loses energy and changes its direction of motion. Secondary particles emitted with initial energy larger than the absorption energy are stored, and simulated after completion of each primary track.

PENELOPE has been structured in such a way that a particle track is generated as a sequence of track segments (free flights or ‘jumps’); at the end of each segment the particle suffers an interaction event (a ‘knock’) where it loses energy, changes its direction of movement and, in certain cases, produces secondary particles.

Since PENELOPE is subroutine package [8], it must be complemented with a steering MAIN program, which controls the geometry and the evolution of tracks, keeps score of the relevant quantities and performs the required averages at the end of the simulation. In this paper MAIN source program for PENELOPE is developed to simulate electron transport through tissue and air within airway tubes. Two sets of input parameters were considered as follows:

Case I: the same parameters are used as in ICRP publication for EGS4 (electrons and photons are transported to energy of 1 keV and water with density of $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$ is used to represent tissue).

Case II: lower limit for electrons and photons deposition is set to $E_{\text{ABS}} = 100 \text{ eV}$, and epithelium tissue is used ($\rho = 1.054 \text{ g/cm}^3$) [9].

Introduced parameters used in Case II should affect on simulation results for low electron energies.

In Fig. 1 a flow diagram of the MAIN program is shown. The simulation package is initialized from the MAIN program by calling subroutine PEINIT which reads the data files of the different materials, evaluates relevant scattering properties, prepares look-up tables of energy-dependent quantities that are used during the simulation, and reads input geometry file. Geometry file is written according to model of BB and bb regions described in ICRP66 publication [2]. PENELOPE’s geometry is based on quadric surfaces. Closed space limited with surfaces is called body. Every body consists of assigned material created using code placed in material file which comes with PENELOPE package. During simulation particle is moving inside a body and deposits certain amount of its energy. Deposited energy is scoring within each body separately. Number of total sampled histories (NTOT) is set on 10^5 , where calculation error is smaller than 1%.

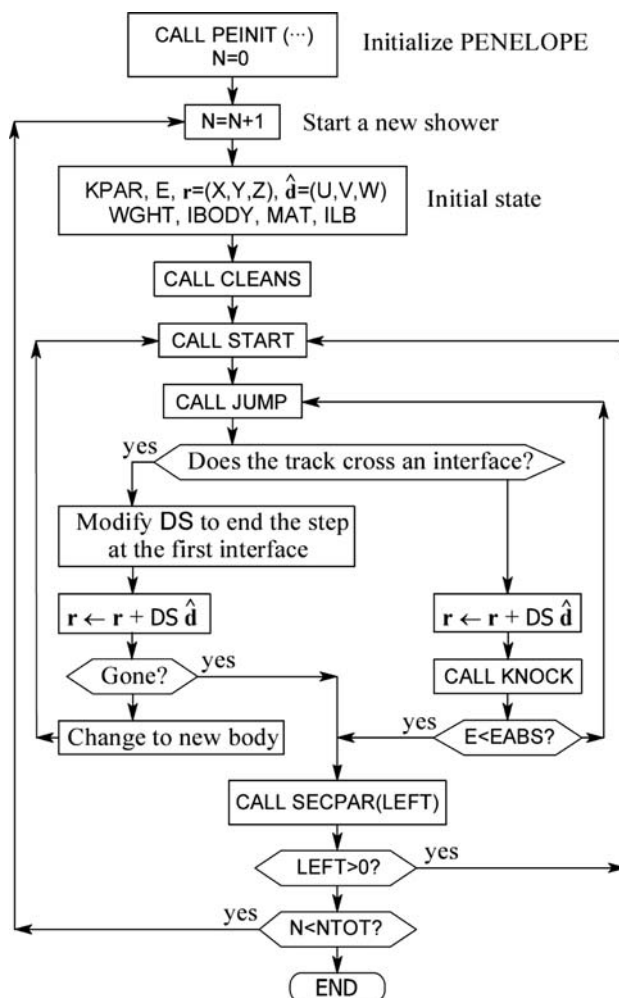


Fig. 1 Flow diagram of the MAIN program for simulating electron showers with PENELOPE

The simulation of electrons in airway by PENELOPE code can be described in several steps.

- Starting points of movement $\mathbf{r}(x,y,z)$ of particles are randomly taken in deposition sites of radon and its progeny. These sites are mucus (gel) and cilia layer, and are taken to be sources of beta particles. Simulations were performed for each source–target combination separately.
- In radiation transport, the direction of motion of a particle is described by a unit vector \mathbf{d} . Given a certain frame of reference, the direction \mathbf{d} can be specified by giving either its direction cosines (u,v,w) (i.e. the projections of \mathbf{d} on the directions of the coordinate axes) or the polar angle θ and the azimuthally angle φ : $\mathbf{d} = (u,v,w) = (\sin\theta \cdot \cos\varphi, \sin\theta \cdot \sin\varphi, \cos\theta)$. Parameters of unit vector \mathbf{d} are randomly sampled.
- When initial state of particle is set subroutines CLEAN and START need to be called to perform operations necessary for simulation (setting all local variables to null, reading tables with cross sections, evaluating analytical cross sections, etc.).
- Calling subroutine JUMP step length is generated, and particle is moved in direction \mathbf{d} .
- If particle crosses any of the limiting surfaces further movement with parameters of new body is considered. In opposite, subroutine KNOCK is called to simulate an interaction event, compute new energy and direction of movement, and stores the initial states of the generated secondary particles, if any. Deposited energy (DE) in interaction event is also scored and these values are used for calculating AF.
- If particle, after interaction, has energy larger than value EABS this method is repeated until energy of particle goes below EABS, or particle leaves system.

Due to the interactions secondary particles are created which are stored and simulated after completing simulation of primary one. Subroutine LEFT is checking how many secondary particles are stored. After completing NTOT numbers of primary particles simulation is completed, and relevant values are calculated and printed. Simulation parameters in this paper were set for detailed simulation with high accuracy.

Results

The simulations were performed by PENELOPE code for different sets of input parameters (Cases I and II), for sources placed in various parts of BB and bb region. Calculated AF for monoenergetic electrons is shown in Figs. 2, 3, 4, 5, 6, 7, and these data are compared with ICRP66 publication. AFs in BB region, where source is in

fast clearance mucus layer and targets are secretory, and basal cells are presented in Figs. 2 and 3. AFs shown in Figs. 4 and 5 concern sources in slow clearing source for BB region. In addition, AFs in bb region, where source is in fast and slow region, are presented in Figs. 6 and 7.

It can be seen as a very good agreement for all data if emitted energy of electron is above 80 keV. In bb region slight disagreement is displayed for energies above 3 MeV. Simulation with EGS4 code is not suitable with thin layers like those in bb region. For high energies multiple elastic scattering has to be switched off when track length exceeds distance to nearest surface [7]. Because of this, stabilization for short step lengths does not necessarily imply that simulation results are correct. Consequently, the errors during simulation will be larger.

For energies below 80 keV there are significant discrepancies between AF calculated with EGS4 and PENELOPE. EGS4 values for AF rapidly decreases and goes to null at about 40 keV, depending on position of source, and target. These values are much smaller than PENELOPE's, which gives no null values for AF down to energy of 10 keV. The difference in results for low energies is consequence of working methods built in EGS4 and PENELOPE. Multiple scattering theories used in EGS4 gives good results for higher energies (about 100 keV and above), while this method is not accurate for low energies. On the other hand, PENELOPE is using detailed algorithm which performs particle by particle simulation, and can accurately simulate electrons scattering for energies down to 100 eV.

The difference between simulations sets I and II performed by PENELOPE can be clearly seen on Figs. 2, 3 and 5. Distortions of graph in Case I for energies up to 30 keV are consequence of upper limit for energy loss

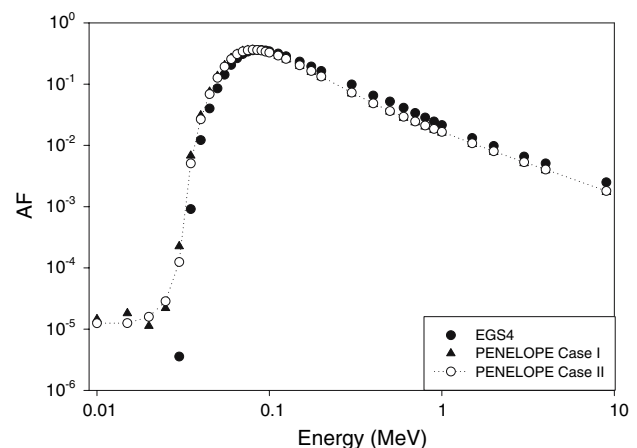


Fig. 2 AF in BB region where source is in mucus layer and targets are secretory cells

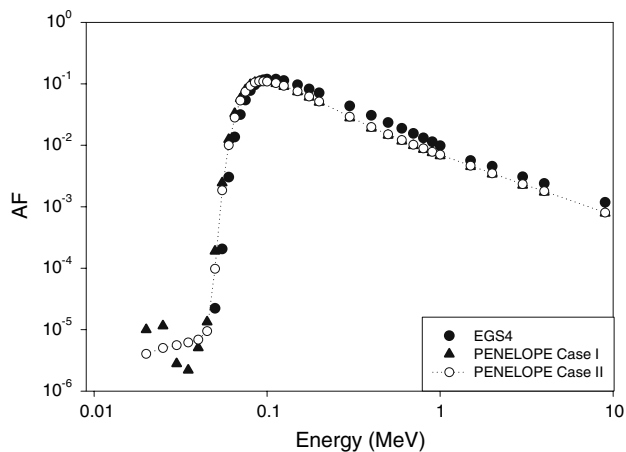


Fig. 3 AF in BB region where source is in mucus layer and targets are basal cells

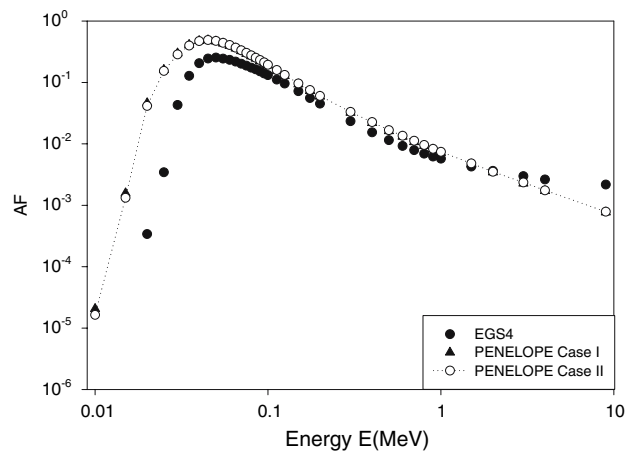


Fig. 6 AF in bb region where source is in mucus layer and targets are secretory cells

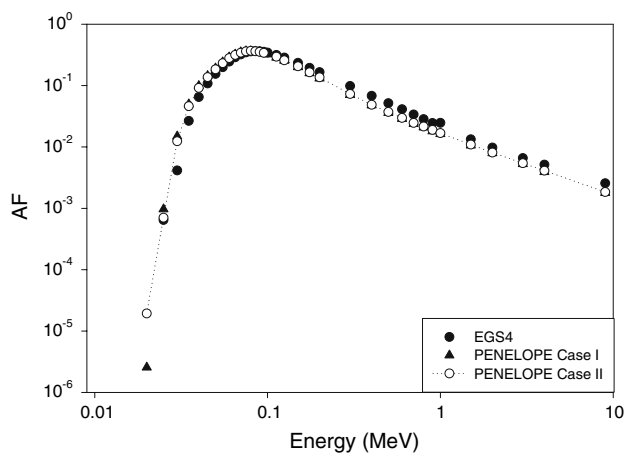


Fig. 4 AF in BB region where source is in cilia layer and targets are secretory cells

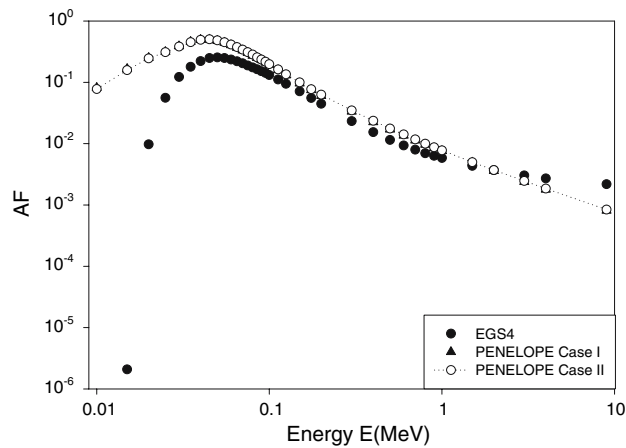


Fig. 7 AF in bb region where source is in cilia layer and targets are basal cells

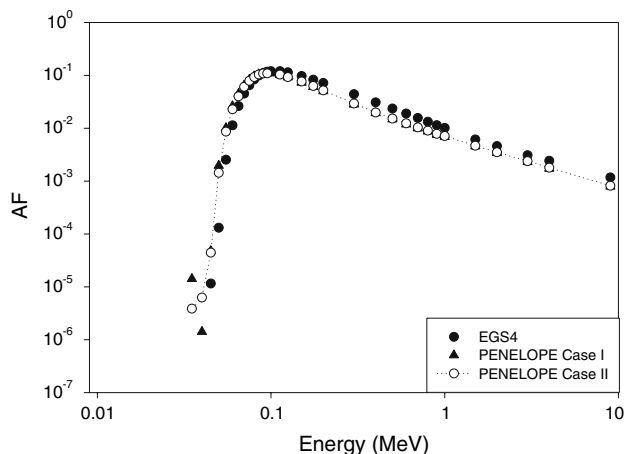


Fig. 5 AF in BB region where source is in cilia layer and targets are basal cells

(EABS) in each scattering event, which is 1 keV. This limit presents significant percent comparing with energy of low energy electrons and affect on accuracy of results. In Case II EABS is ten times smaller (100 eV), so this value cannot affect on results and can produce errors.

Differences in results for small energies are of great importance when calculating AF for beta spectrum of radionuclides. Beta spectrum from radon progeny are shown in Fig. 8 where it can be seen that for ^{212}Pb , 48.75% emitted beta particles have energies below 80 keV. For ^{214}Pb , ^{212}Bi , ^{214}Bi fraction percent of particles with energies below 80 keV are, respectively, 22.92, 5.18 and 7.41%. Due to the large fraction of beta particles with small energies, difference in values for AF from betas is evident.

Absorbed fractions from monoenergetic electrons are used in ICRP for evaluating AF from beta particles of different sources. For calculating AF from beta emission in this paper 10^6 particles are sampled with energies

Table 1 AF calculated from beta sources for ^{222}Rn and ^{220}Rn progeny

	Region					
	BB				bb	
	Mucus		Cilia		Secret	
	Secret	Basal	Secret	Basal	Mucus	Cilia
AF (^{214}Pb)	0.09499	0.03423	0.09676	0.03460	0.05689	0.05942
AF (^{212}Pb)	0.18020	0.05727	0.18540	0.05802	0.13870	0.14720
AF (^{214}Bi)	0.02956	0.01167	0.03003	0.01178	0.01504	0.01570
AF (^{212}Bi)	0.02362	0.009524	0.02404	0.009605	0.01163	0.01211

generated from spectrums presented in Fig. 8. Set of parameters were used like in Case II, to ensure accuracy of results. Table 1 shows AFs from betas, calculated with PENELOPE.

Conclusion

Transport and interaction of beta radiation with medium of HRTM were simulated, and AFs for monoenergetic electrons were calculated using a more accurate method. Results showed the differences in range of electron energies to up 80 keV, which led to conclusion that because of large fraction of beta particles with low energies, AFs from betas given in ICRP66 [2] should be corrected. The question is how much is significant difference in results for low energies of electrons, and which contribution have beta particles with low initial energies to AF from whole spectrum. As mentioned before AF presents ratio of absorbed energy, E_{abs} of the particle in a given region to its emitted energy, E_{tot} :

$$\text{AF} = \frac{E_{\text{abs}}}{E_{\text{tot}}}$$

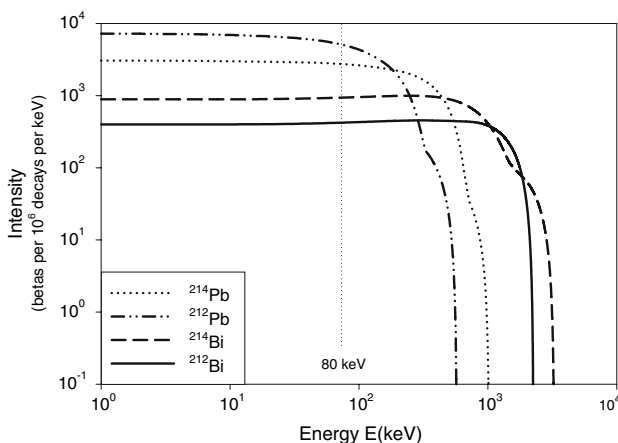
During simulation of betas, deposited energies from electrons with initial energies below 80 keV, $E_{\text{abs}}^{<80\text{keV}}$ are scored separately. These values were used to estimate the contribution of beta particles with energies below 80 keV to AF from whole spectrum: $E_{\text{abs}}^{<80\text{keV}}/E_{\text{abs}}$. Calculations showed that this contribution is very significant and goes up to 20% for source, ^{212}Pb , placed in mucus layer, where target are secretory cells. Lowest value is 3%, for source, ^{212}Bi , placed in cilia layer, where target are basal cells (^{220}Rn -thoron progeny) because its spectrum contains 5.18% beta particles with energies below 80 keV. For all progeny contributions are in range from 3 to 20%, depending of source–target combinations.

This large contribution of low energetic electrons and differences in results for monoenergetic electrons in range of low energies imply that values of AFs calculated by PENELOPE are more accurate and should be used instead of those given in ICRP66 [2].

Acknowledgment This work was supported by Serbian Ministry of Science, through the project No 141023.

References

1. Darby S, Whitley E, Silcocks P, Thakrar B, Green M, Lomas P, Miles J, Reeves G, Fearn T, Doll R (1998) Risk of lung cancer associated with residential radon exposure in southwest England: a case–control study. *Br J Cancer* 78:394–408
2. ICRP (1994) Human respiratory model for radiological protection. A report of a task group the International Commission on radiological protection, ICRP Publication 66, Pergamon, Oxford
3. Annals of the ICRP (2002) Guide for the practical application of the ICRP human respiratory tract model—ICRP Supporting Guidance 3 approved by ICRP Committee 2 in October 2000, vol 32, number 1, pp 13–14
4. Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO (1985) The EGS4 code system. Report SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford

**Fig. 8** Beta spectrums of ^{222}Rn and ^{220}Rn progeny

5. Bielajew AF, Rogers DWO (1987) PRESTA: the parameter reduced electron step transport algorithm for electron Monte Carlo transport. *Nucl Instrum Methods B* 18:165–181
6. Molière G (1948) Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach und Vielfachstreuung. *Z. Naturforsch* 3:78–97
7. Fernández -Varea JM, Mayol RJ, Baró, Salvat F (1993) On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons. *Nucl Instrum Methods B* 73:447–473
8. Salvat F, Fernández-Varea JM, Sempau J (2003) PENELOPE—a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. Workshop proceedings. Issy-les-Moulineaux, France
9. Ziegler JF, Biersack JP, Littmark U (1985) The stopping and range of ion in matter. Pergamon, New York. Calculations were performed with SRIM-2003 (see <http://www.SRIM.org>)

DETERMINATION OF PARAMETERS OF THE JACOBI ROOM MODEL USING THE BROWNIAN MOTION MODEL

N. Stevanovic,* V. Markovic,* V. Urosevic,[†] and D. Nikezic*

Abstract—Parameters of the Jacobi room model were estimated with simulation of Brownian motion. Deposition on internal room surfaces and attachment of progeny atoms to three modally distributed aerosols were taken into account. The values of parameters were presented as functions of aerosol concentrations. The deposition rate of an unattached progeny was estimated in the range 30–47 h⁻¹; the deposition rate of an attached progeny was very small and its range is 0.0007–0.004 h⁻¹; the attachment rate of a progeny is in range 40–170 h⁻¹. The statistical uncertainty was lower than 1%. The ranges of parameters were similar to those reported in literature.

Health Phys. 96(1):48–54; 2009

Key words: radon; radon progeny; ²²²Rn, indoor; ²²²Rn

INTRODUCTION

RADON PENETRATES into dwellings from the underground soil, building materials, tap water, or home gas lines. It can be removed by ventilation or decay to its first progeny, ²¹⁸Po atoms. Freshly formed ²¹⁸Po atoms are usually positively charged and during their motion they form clusters with several molecules of water vapor. They are known as unattached progeny. The clusters can be deposited as unattached or attached to aerosol particles forming an attached fraction (Nikolopoulos and Vogianis 2007).

Due to a relatively long half life (3.825 d), radon is uniformly distributed in closed spaces. Uniform distribution of its short living progeny was assumed in the well known parametric Jacobi model (Jacobi 1972). This model presents a set of balance equations for the number of radon and progeny atoms in a room. Processes that affect radon progeny concentrations are removal by decay, ventilation and deposition as well as attachment to

indoor aerosols. Parameters which describe these processes are decay constants λ_i , ventilation rates λ_v , attachment rates λ_a , and deposition rates of the unattached and attached progeny λ_d^u , λ_d^a , respectively.

It was shown that size distributions of an aerosol with an attached progeny can be presented with three modes, described with log-normal functions with corresponding medians and geometrical standard deviations (Porstendörfer 2001; Marsh and Birchall 2000). Accordingly, the original Jacobi model was extended to include a three modal character of attached aerosol distributions (Nikezic and Stevanovic 2004) and smaller fractions of unattached radon progeny were obtained.

Distributions of radon and thoron in a room were considered using a computational fluid dynamic (CFD) model, based on the finite element method (Zhuo et al. 2001). As expected, it was obtained that radon is uniformly distributed in the room.

In the presented paper the behavior of a radon progeny was considered by simulation of Brownian motion of the radon progeny in a room. A similar model was used previously, to determine the air/wall fraction of radon and thoron progeny in a cylindrical diffusion chamber (Nikezic and Stevanovic 2005, 2007). In this paper the model developed in Nikezic and Stevanovic (2005, 2007) was modified to take into account progeny attachment to aerosols in the room.

Simulation of radon progeny behavior in a room is more complicated, not only because of the progeny attachment to aerosols in air. In addition, internal surfaces are much more complicated than in a cylindrical diffusion chamber.

In this paper the model of a closed room was used in the simulation. Two simplifying assumptions were adopted: (a) there is no temperature gradient in the room, i.e., the temperature field is uniform; (b) there is no large air movement in the room, so the indoor airflow was not taken into account and the ventilation rate is equal to $\lambda_v = 0$. These conditions correspond to the steady state, which may be applied to a well closed room.

* Faculty of Science, University of Kragujevac, R. Domanovic 12, 34000 Kragujevac, Serbia; [†] Technical Faculty, University of Kragujevac, 32000 Cacak, Serbia.

For correspondence contact D. Nikezic at the above address, or email at nikezic@kg.ac.yu.

(Manuscript accepted 30 June 2008)

0017-9078/09/0

Copyright © 2009 Health Physics Society

METHODOLOGY

Particles in a gas medium have stochastic motion. Many collisions of particles with other particles and air molecules present cause changes of the particle direction and velocity. Such random motion is known as "Brownian motion." Due to the stochastic nature of particle motion, the probability that a particle after time, t , travels from point (x_0, y_0, z_0) to point (x, y, z) in a given gas medium could be defined as (Landau and Lifshic 1965; Reist 1993):

$$f(x, y, z, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{4Dt}}, \quad (1)$$

where D is the diffusion coefficient of a particle. This distribution function was used to simulate progeny atom motion in a room.

The progeny atom is formed as single (positively charged bare atom) by decay of its predecessor. New formed progeny attracts several vapor molecules and forms the cluster. The cluster grows due to accumulating of vapor molecules and its diffusion coefficient gradually decreases from $50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ [according to Zhuo et al. (2001) for bare atom] to $D = 0.054 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, when about 200 vapor molecules are clustered (Nazaroff and Nero 1988). The speed of clustering depends on many factors such as humidity, airflows, temperature, aerosol concentration, surface-to-volume (S/V) ratio, etc. Simulation of cluster behavior with variable (growing) size and decreasing diffusion coefficient is a difficult task. Simplification has to be made in order to make simulation feasible. It has been assumed that the diffusion coefficient of unattached progeny is constant and amounts to $D = 50 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

When a progeny is attached to an aerosol its motion is determined by motion of the aerosol. The diffusion coefficient of the aerosol, carrying the attached progeny, depends on its size and shape.

Simulation of progeny attachment to ambient aerosols

During random motion, a particle can meet an aerosol that is present in air and attach to it. The "meeting probability" depends on the aerosol concentration and its size distribution. A three modal aerosol size distribution was given as (Hinds 1998; Marsh and Birchall 2000):

$$f(d_a) = \sum_{i=1}^3 f_i \frac{\exp\left(\frac{(\ln d_a - \ln AMTD_i)^2}{2 \ln^2 \sigma_{gi}}\right)}{\ln \sigma_{gi}}, \quad (2)$$

where, $i = \text{nucl}, \text{acc}, \text{co}$, for the nucleation, accumulation and coarse mode, respectively. $AMTD_{\text{nucl}} = 0.05$, $\sigma_{g,\text{nucl}} = 2.0$, $f_{\text{nucl}} = 0.28$, $AMTD_{\text{acc}} = 0.25$, $\sigma_{g,\text{acc}} = 2.0$, $f_{\text{acc}} = 0.70$, $AMTD_{\text{co}} = 1.50$, $\sigma_{g,\text{co}} = 1.5$, and $f_{\text{co}} = 0.02$.

The diameter of an aerosol, d_a , is sampled with numerical integration of eqn (2):

$$\int_0^{d_a} f(x) dx = \gamma,$$

where γ is a standard random number. All symbols denoted with γ in the text below have the same meaning of "standard random number." They are independent and uniformly distributed between 0 and 1. Fortran 90 (Chapman 2003) enables generation of these numbers using an intrinsic function called RANDOM_NUMBER(gama) where the optional name "GAMA" is defined by the user.

In order to simulate the behavior of radon and its progeny in a room in the way described in the following text, the Fortran 90 code was developed.

The mean free path of a progeny atom, λ , until collision with an aerosol, was given by Hinds (1998) as:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi n} d_a^2}, \quad (3)$$

where n is the concentration of aerosols in a room.

The random path length of ^{218}Po from its formation until collision with an aerosol and attachment is determined in the following way. The probability that the ^{218}Po atom travels the distance, l , is given as:

$$w = \int_0^l \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx.$$

If probability, w , is taken randomly as $w = \gamma$, the following expression can be obtained for the random path length:

$$l = -\lambda \times \ln \gamma. \quad (4)$$

On the other hand, the mean free path of a progeny atom between two respective collisions with air molecules is $\lambda_{\text{free}} = 6.6 \times 10^{-8} \text{ m}$ and the number of collisions per second is about $n_c = 7 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ (Hinds 1998). It means that the real total path that a progeny atom passes is:

$$L = \lambda_{\text{free}} \times n_c \times t, \quad (5)$$

where t is the time of progeny motion.

Since attachment was always assumed when a progeny atom met an aerosol, the attaching condition is that the sampled path length, l , until collision with an aerosol is smaller than its total path, i.e., $l \leq L$. If this condition is satisfied, the progeny atom is attached and further issues would be related to motion of the aerosol with an attached progeny atom.

The diffusion coefficient of an aerosol, carrying a progeny atom, is calculated as (Hinds 1998):

$$D = \frac{kTC_c}{3\pi\eta d_a}, \quad (6)$$

where k is Boltzman's constant, and T is the room temperature. The coefficient C_c is the Cunningham correction factor, which depends on the aerosol diameter, $C_c = 1 + 1/(P \times d_a) \times (15.6 + 7e^{-0.059Pd_a})$; P is the air pressure in the room; and η is the air viscosity, and for standard conditions (normal atmospheric pressure and room temperature $T = 293$ K) has a value of $\eta = 1.81 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Simulation of radon progeny behavior in a room

Simulation of radon progeny behavior in a room, taking into account decay, deposition and attachment to aerosols, with very low ventilation that can be neglected (hermetically closed room), was performed in the following steps.

Step 1. Since the half life of radon (^{222}Rn) is relatively long, its uniform distribution in the room was assumed. Then the points where ^{218}Po atoms are formed after ^{222}Rn decay are homogenously distributed within the room. The starting points of ^{218}Po are sampled as:

$$\begin{aligned} x_{218\text{Po}} &= A \times \gamma_1 \\ y_{218\text{Po}} &= B \times \gamma_2 \\ z_{218\text{Po}} &= C \times \gamma_3 \end{aligned} \quad (7)$$

where A , B , C are the room dimensions.

Step 2. After the starting point of ^{218}Po was determined, the life time of the ^{218}Po atom was sampled by $t = -\tau \ln(\gamma_4)$, where τ is the mean life time.

Step 3. Using eqn (1) the ending point (x, y, z) of the ^{218}Po atom was sampled (see Appendix A). If that point was within the room it was assumed that ^{218}Po decayed as unattached and the point of decay was signed as (x_s, y_s, z_s) . If the sampled point was out of the room, deposition of the ^{218}Po atom was assumed and the deposition point (x_d, y_d, z_d) was determined as an intersection between the wall and the line that connects points $(x_{218\text{Po}}, y_{218\text{Po}}, z_{218\text{Po}})$ and (x, y, z) . The time until the occurrence of the first event of a ^{218}Po atom, t_m , can be calculated as (Nikezic and Stevanovic 2007):

$$t_m = \frac{1}{2D} \left(\frac{x_{d,s} - x_{218\text{Po}}}{x'} \right)^2, \quad (8)$$

where x' is the parameter generated by the Gauss function (see Appendix B). Now, it is necessary to examine whether the condition $l \leq L$ was fulfilled. If

attachment did not occur, the progeny history terminated, scoring the event of deposition (or decay). The next progeny was created and simulated in a similar way.

Progeny reflection from the wall was neglected assuming that the progeny settled onto the surface each time it touched it.

Step 4. If a progeny is attached to an aerosol, it is necessary to determine the point of attachment and final point of the carrying aerosol. Firstly, the distance from the initial to the final point of the progeny sampled in Step 3 should be calculated as:

$$R = \sqrt{(x_{218\text{Po}} - x_i)^2 + (y_{218\text{Po}} - y_i)^2 + (z_{218\text{Po}} - z_i)^2}$$

where $i = d$ (for deposition) or $i = s$ (for decay). Since the attaching point is somewhere between the starting and final point of the free atom (Step 3), it could be uniformly sampled. Hence, the distance from the starting to the attaching point of the progeny atom, d_c , was sampled as:

$$d_c = R \times \gamma_5. \quad (9)$$

Coordinates of the attaching point are:

$$\begin{aligned} x_c &= x_{218\text{Po}} + d_c \times p_x \\ y_c &= y_{218\text{Po}} + d_c \times p_y \\ z_c &= z_{218\text{Po}} + d_c \times p_z \end{aligned} \quad (10)$$

where p_x , p_y , and p_z are components of the unit vector of the direction of progeny motion. This point is taken as the starting point of aerosol motion with an attached progeny atom. Its final point is determined by eqn (1), where the remaining lifetime of the attached atom is taken into account and the corresponding diffusion coefficient of the sampled aerosol, calculated by eqn (6), is used.

Step 5. If the final point of the aerosol was sampled "out of the room," the aerosol was deposited on the room wall (deposition of an attached fraction). In the opposite case, the attached progeny decayed within the room; the newly formed progeny remained attached, except ^{214}Pb which could be detached with some probability.

The detachment probability (recoil factor) was estimated by Mercer (1976) as 0.8, and this value is commonly used. Recently, Stevanovic et al. (2004) showed that the recoil factor depends on the aerosol diameter, shape, and chemical structure. In addition, a radon progeny can be attached to the aerosol surface, but due to coagulation of aerosols, it could be found within the aerosol volume. The recoil factor is different in these two types of contamination. In this paper the following was assumed: (a) surface attachment of a progeny atom

to a spherical aerosol, and (b) the aerosol was built from quartz (SiO_2). With these assumptions the recoil factor was distributed in the range between 0.5 and 1. The distribution of the recoil factor as a function of the aerosol diameter was created and used in the calculations presented here.

Stevanovic et al. (2004) showed that the detachment probability of ^{214}Pb was equal to 1, if the diameter of the aerosol (built from SiO_2) was smaller than $0.047 \mu\text{m}$. The detachment probability from larger aerosols, as a function of the aerosol diameter, d_a , can be presented as $P_d(d_a) = 0.44 + 0.07e^{-0.012d_a} + 0.54e^{-10.22d_a} + 0.06e^{-1.32d_a}$. In simulations detachment "occurs" if the standard random number γ satisfies the condition $\gamma \leq P_d(d_a)$. Radon progeny are usually attached on the aerosol surface. In most cases ($>50\%$) newly formed ^{214}Pb atoms will be detached from the aerosol surface and detachment can be treated simultaneously with alpha decay of ^{218}Po .

After alpha decay of a deposited ^{218}Po atom, the next progeny, ^{214}Pb , was considered as deposited also. Due to the very short recoil range of a progeny atom after alpha decay (about $80 \mu\text{m}$ in air) it stays near to the wall. Being positively charged, a newly created atom will induce negative charge in the wall and will be attracted back to the wall. Some recoil atoms might be implanted into the surface when the direction of the recoil is toward to the wall. These facts justify the neglecting of detachment from the surfaces after alpha decay.

Since the steady state was assumed, the number of ^{218}Po atoms, N_c , created per one hour is constant. All events that occurred after the creation of one ^{218}Po atom were "followed" in the simulation, during $T_0 = 5 \text{ h}$ in a room. The creation time of unattached ^{218}Po was uniformly sampled during T_0 , as $Tn = T_0 \times \gamma$. By simulating the motion of a created particle the time of the ultimate event of the particle, Td , can be determined. In this way the number of decays (N_{decay}), depositions (N_{depo}), and attachments (N_{attach}) are scored.

The number of created progeny atoms per one hour is equal to the sum of decayed, deposited, and attached atoms:

$$\lambda_{i-1}N_{i-1} = \lambda_i N_i^u + \lambda_{\text{di}} N_i^u + \lambda_{\text{ai}} N_i^u. \quad (11)$$

In the notation introduced above, it could be written:

$$N_c = N_{\text{decay}}^u + N_{\text{depo}}^u + N_{\text{attach}}^u. \quad (12)$$

For a given number of created particles, $N_c = \lambda_{i-1}N_{i-1}^u$. The number of decayed particles per one hour, N_{decay}^u , is determined in the simulation described above. It means that the number of atoms existing in the room is equal to

$N_i^u = N_{\text{decay}}^u / \lambda_i$. From the number of deposited and attached (N_{depo} , N_{attach}) progeny atoms determined in the simulation and using eqns (11) and (12), the deposition and attachment rates were determined as:

$$\lambda_{\text{di}} = \frac{N_{\text{depo}}^u}{N_i^u} \quad \text{and} \quad \lambda_{\text{ai}} = \frac{N_{\text{attach}}^u}{N_i^u}. \quad (13)$$

Analogously, the deposition rate of an attached progeny is:

$$\lambda_{\text{di}}^a = \frac{N_{\text{depo}}^a}{N_i^a}, \quad (14)$$

where $N_i^a = N_{\text{decay}}^a / \lambda_i$ and N_{decay}^a is the number of decays per one hour of attached progeny, and $i = ^{218}\text{Po}$, ^{214}Pb , ^{214}Bi .

To simulate the behavior of a radon progeny according to the model described above, code was developed and written in Fortran 90. This code enables scoring of the number of progeny atoms decayed, deposited and attached during one hour and calculation of parameters of the Jacobi room model.

RESULTS

A room with common dimensions of $4 \times 3 \times 2.5 \text{ m}^3$ was considered. Deposition rates and attachment rates as a function of aerosol concentrations are presented in Figs. 1–3. The aerosol concentration was varied in the range $(1-10) \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. The number of simulated progeny atoms is predetermined to be 10^6 , so that each event "occurs" a large number of times. In this way, the statistical error is very small and in all cases it is well below 1%.

The deposition rate of an unattached progeny is presented in Fig. 1. For varied values of aerosol concentration, the deposition rate of ^{218}Po atoms is in the range

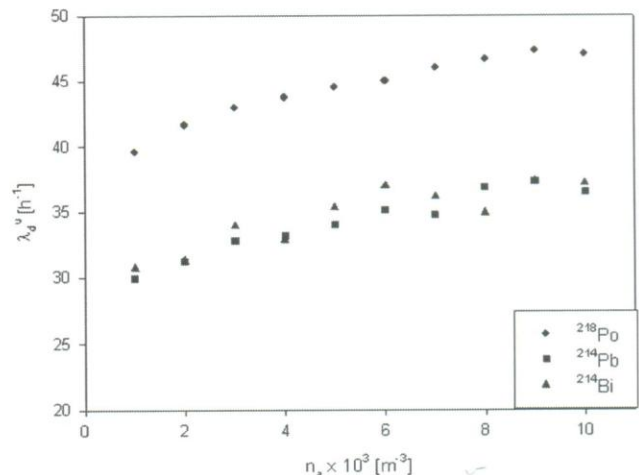


Fig. 1. Deposition rate of an unattached progeny.

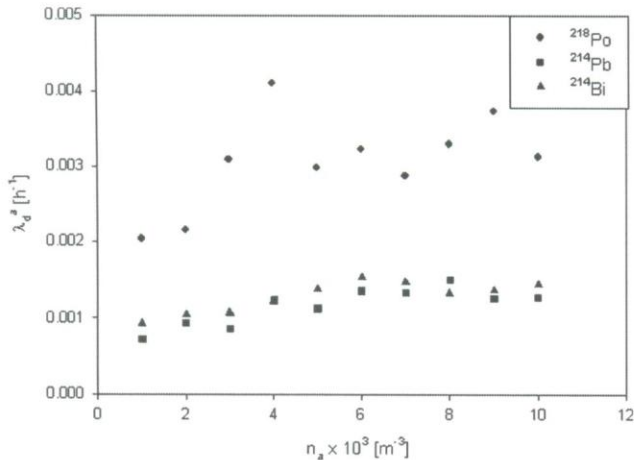


Fig. 2. Deposition rate of an attached progeny.

from 39–47 h^{-1} . For ^{214}Pb and ^{214}Bi atoms, deposition rates are close to each other, due to similar mean life times, and vary from 30–36 h^{-1} and 31–37 h^{-1} for ^{214}Pb and ^{214}Bi , respectively. These values are in the range given in Amgarou et al. (2003). The deposition rate is an increasing function of the aerosol concentration. It is interesting to note that deposition of ^{218}Po is about 25% larger than the value determined for the other two progenies.

The deposition rate of an attached progeny is presented in Fig. 2. These values are three to four orders of magnitude smaller than the ones obtained for the unattached progeny. It is because the aerosol diffusion is much smaller than that of an unattached progeny in the form of clusters. For ^{218}Po atoms the deposition rate of the attached progeny is between 0.002–0.004 h^{-1} , while for ^{214}Pb and ^{214}Bi atoms, the deposition rates are between 0.0007–0.0015 h^{-1} and 0.0009–0.0015 h^{-1} ,

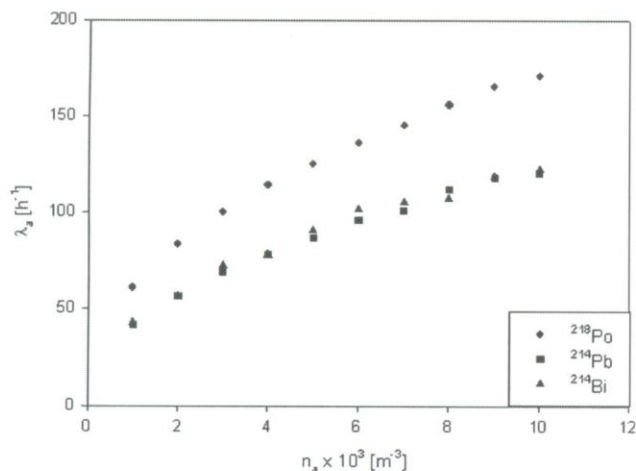


Fig. 3. Attachment rate of a progeny.

respectively. These values are smaller than the ones estimated in Amgarou et al. (2003) and Nikolopoulos and Vogianis (2007).

The attachment rate of a progeny is presented in Fig. 3. It could be seen that the attachment rate strongly increases with aerosol concentration. The attachment rate for ^{218}Po atoms is from 60–170 h^{-1} . For ^{214}Pb and ^{214}Bi atoms the attachment rate is about 30% smaller and their ranges are 41–120 h^{-1} and 43–122 h^{-1} , respectively.

Fig. 4 represents fractions of ^{218}Po atom concentrations as a function of the aerosol concentration. These fractions were calculated according to the Jacobi room model, using the values of parameters presented in Figs. 1–3. It is clear that the concentration of the attached progeny increases with aerosol concentration, while the concentration of decayed and deposited particles decreases.

DISCUSSION AND CONCLUSION

In this paper the behavior of radon and its progeny in a room was modeled by Brownian motion. It was assumed that the newly formed progeny could be decayed, attached to the aerosol, or deposited on surfaces as free or attached. If a predecessor of the formed progeny was attached, the recoil factor was determined in the way described in Stevanovic et al. (2004).

The values of Jacobi model parameters obtained in this work are shown in Table 1 and compared with the values given in Amgarou et al. (2003) and Nikolopoulos and Vogianis (2007). In the paper by Nikolopoulos and Vogianis (2007) the parameters were determined from the activity concentration of a radon progeny measured in thermal spas Eftalou and Thermi.

The parameters taken from Amgarou et al. (2003) are the same for all radon progenies, while in the paper

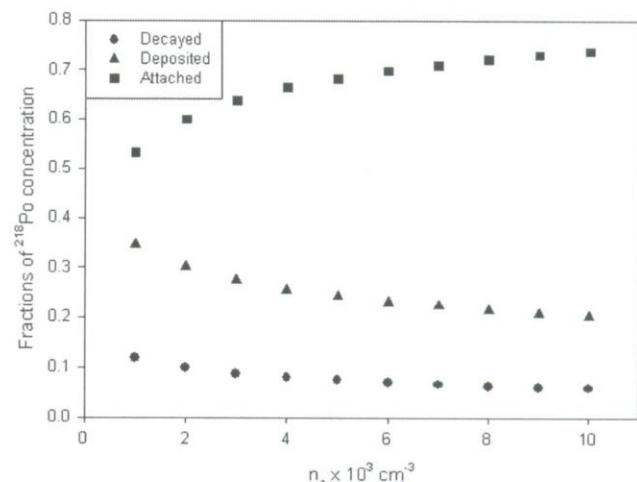


Fig. 4. Fractions of ^{218}Po atom concentrations.

Table 1. Ranges of Jacobi model parameters.

Parameters of Jacobi model	Amgarou et al. (2003)	Nikolopoulos and Vogiannis (2007)		
		Eftalou spa	Thermi spa	This work
Attachment rate				
^{218}Po		50–52	200–203	60–170
^{214}Pb	5–500	105–112	90–96	41–120
^{214}Bi		0.5–0.8	0.8–0.9	43–122
Deposition rate of unattached progeny				
^{218}Po		102–103	169–171	39–47
^{214}Pb	5–110	112–120	98–105	30–36
^{214}Bi		0.6–0.7	0.5–0.6	31–37
Deposition rate of attached progeny				
^{218}Po	0.05–1.1	4.9–5.0	0.9–1.1	0.002–0.004
^{214}Pb	0.05–1.1	0.9–1.0	0.25–0.26	0.0007–0.0015
^{214}Bi		3.7–4.0	1.8–2.1	0.0009–0.0015

Nikolopoulos and Vogiannis (2007) and this work separate values were estimated for each of the three radon progenies, ^{218}Po , ^{214}Pb and ^{214}Bi . It could be seen that ranges of the corresponding parameters values are of the same order, but different. The values of deposition rates of unattached and attached progenies given in Nikolopoulos and Vogiannis (2007) are overestimated in respect to the values given in Amgarou et al. (2003) and in this work. Enhanced progeny deposition is due to higher humidity in the examined thermal spas. Deposition rates of an attached progeny, estimated in this work, are lower. This is due to two reasons: first, aerosols diffuse more slowly through a room than free progeny clusters; second, the airflow into the room, which enhances deposition on the surface, was not taken into account in this paper.

There are many conditions in a room that influence radon progeny behavior, such as humidity, aerosol concentration, aerosol size distribution, geometry and dimensions of the room, furniture in the room, airflow conditions, etc. In this model a closed and empty room without airflow was analyzed. In addition, the standard aerosol size distribution was taken from Marsh and Birchall (2000). The influence of the airflow on values of Jacobi parameters will be the subject of further research.

Simulation of two simultaneous processes, Brownian diffusion and airflow, which is a realistic situation in rooms, is difficult and time consuming. In closed rooms, airflow is very weak, and in this work simplification was made neglecting airflow. Such simplification caused somewhat smaller values for deposition rates.

Larger humidity means more H_2O molecules in indoor air and the probability for cluster formation is larger which will decrease the number of free atoms in air. Increasing humidity will cause decreasing diffusion of the progeny atoms, smaller deposition, and a larger attachment rate.

This work represents the first modeling of a complex behavior of radon progeny in indoor air. Here, we

considered the following processes: formation of progeny atoms; their diffusion with constant diffusion coefficient through the indoor air without airflow; progeny attachment to aerosols described with three modal size distributions; and deposition of unattached and attached progeny on the room surfaces.

All these processes depend on many factors: room dimensions, distribution of aerosol size, airflow, furniture, humidity and concentration of vapor molecules, temperature distribution in room, etc. The description of their influence on progeny behavior is a difficult task, and we accepted some simplifying assumptions to make the simulation feasible. Simplifications done in this work influences the results of this modeling, giving smaller values for deposition rates. For more precise results all processes must be taken into account, which will be done in the future.

Acknowledgments—This work was financially supported by the Serbian Ministry of Science through project 141023.

REFERENCES

- Amgarou K, Font L, Baixeras C. A novel approach for long-term determination of indoor ^{222}Rn progeny equilibrium factor using nuclear track detectors. *Nucl Instrum Meth Phys Res A* 506:186–198; 2003.
- Chapman SJ. *Fortran 90/95 for scientists and engineers*, 2nd ed. Columbus, OH: McGraw-Hill; 2003.
- Hinds WC. *Aerosol technology, properties, behavior and measurement of airborne particles*. New York: Wiley & Sons; 1998.
- Jacobi W. Activity and potential α energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn daughters in different air atmosphere. *Health Phys* 22:441–450; 1972.
- Landau LD, Lifshic EM. *Mechanic of continuum media*. Belgrade: Gradjevinska knjiga; 1965 (in Serbian; translation from Russian).
- Marsh JW, Birchall A. Sensitivity analysis of the weighted equivalent lung dose per unit exposure from radon progeny. *Radiat Prot Dosim* 87:167–178; 2000.

- Mercer TT. The effect of particle size on the escape of recoiling RaB atoms from particulate surfaces. *Health Phys* 31:173–174; 1976.
- Nazaroff WW, Nero AV. Radon and its decay products in indoor air. New York: John Wiley and Sons; 1988.
- Nikezic D, Stevanovic N. Room model with three modal distributions of attached radon progeny. *Health Phys* 87:405–409; 2004.
- Nikezic D, Stevanovic N. Radon progeny behavior in diffusion chamber. *Nucl Instrum Meth B* 239:399–406; 2005.
- Nikezic D, Stevanovic N. Behavior of ^{220}Rn progeny in diffusion chamber. *Nucl Instrum Meth Phys Res A* 570:182–186; 2007.
- Nikolopoulos D, Vogianis E. Modeling radon progeny concentration variations in thermal spas. *Sci Total Environ* 373:82–93; 2007.
- Porstendörfer J. Physical parameters and dose factors of the radon and thoron decay products. *Radiat Prot Dosim* 94:365–373; 2001.
- Reist PC. Aerosol science and technology. New York: McGraw-Hill; 1993.
- Stevanovic N, Nikezic D, Djordjevich A. The recoil factor of ^{214}Pb . *J Aerosol Sci* 35:1041–1050; 2004.
- Zhuo W, Iida T, Moriizumi J, Aoyagi T, Takahashi I. Simulation of the concentrations and distributions of indoor radon and thoron. *Radiat Prot Dosim* 93:357–368; 2001.

APPENDIX A

The probability that a particle created at the point (x_0, y_0, z_0) , arrives between points (x, y, z) and $(x + dx, y + dy, z + dz)$ after time, t , is given as:

$$P(x, y, z, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{4Dt}} dx dy dz. \quad (\text{A1})$$

The normalization condition is:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, y, z, t) dx dy dz \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}} dx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{4Dt}} \\ & \quad \times dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4Dt}} dz = 1. \quad (\text{A2}) \end{aligned}$$

These three integrals in eqn (A2) are independent from each other, and every one of them is equal to 1. This describes the fact that particles must be somewhere in the space. If values of upper integral limits are final, values of the integrals were smaller than 1. Hence,

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^X \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{4Dt}} dx = \gamma_1; \\ & \int_{-\infty}^Y \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(y-y_0)^2}{4Dt}} dy = \gamma_2; \quad (\text{A3}) \\ & \int_{-\infty}^Z \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} e^{-\frac{(z-z_0)^2}{4Dt}} dz = \gamma_3. \end{aligned}$$

The standard random number, γ_1 (appearing in the first integral), represents the probability that a particle travels from point x_0 , to point X , during time t . The analogous explanation is valid for another two integrals.

Each of the three integrals, in eqn (A3), can be written in the form:

$$X = X' \sigma + x_0 = X' \sqrt{2Dt} + x_0 \quad (\text{A4})$$

where parameter X' was calculated from integral:

$$\int_{-\infty}^{X'} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} dx = \gamma_1.$$

APPENDIX B

The final point, X , of the particle was sampled by eqn (A4):

$$X = X' \sqrt{2Dt} + x_0 \quad (\text{B1})$$

where x_0 is the coordinate of the starting point and t is the time of motion. Other symbols are described in Appendix A. If the final point of the particle, X_F , is given, then the time, t_m , needed for that particle to travel from point x_0 to point X_F can be calculated as:

$$t_m = \frac{1}{2D} \left(\frac{X_F - x_0}{X'} \right)^2. \quad (\text{B2})$$

■ ■

GAMMA AND BETA DOSES IN HUMAN ORGANS DUE TO RADON PROGENY IN HUMAN LUNG

V. M. Markovic, D. Krstic and D. Nikezic*
Faculty of Science, University of Kragujevac, Kragujevac, Serbia

Received December 18 2008, revised May 14 2009, accepted May 25 2009

A great deal of work has been devoted to determine the effect of tissue damage produced by alpha particles emitted from radon and its progeny. ^{214}Pb and ^{214}Bi deposited in the human lungs emit beta particles followed by the gamma quanta, which cause smaller damage of tissue in comparison with alpha particles. Because of that, this type of irradiation has not been studied in detail. In this paper, doses from beta and gamma rays emitted by radon progeny ^{213}Pb and ^{214}Bi in the lungs have been calculated in all main organs and the remainder tissues of the human body. Human Oak Ridge National Laboratory phantom of adult male and female was used, where simulation was performed using MCNP-4B simulation code. The sources of beta and gamma radiations, namely, the radon progeny were located in lungs. Furthermore, dose conversion coefficients have been calculated.

INTRODUCTION

After the inhalation, radon progeny deposit on the inner layers of bronchi (BB) and bronchioles (bb) and in the alveolar interstitial region (AI)⁽¹⁾. Deposited progeny are transferred to blood or to gastrointestinal tract via clearance mechanisms or simply decay in the lung. Particles (alpha, beta and gamma) emitted in radioactive decay damage surrounding tissue, which can lead to development of lung cancers. The organ that receives the highest dose from the inhaled radon progeny is the lungs⁽²⁾. ^{218}Po and ^{214}Po decay by emission of alpha particle, which damage the surrounding tissues, and are responsible for relatively high dose in the lungs. ^{214}Pb and ^{214}Bi decay through β^- emission followed by gamma radiation.

A lot of work has been done to determine the doses in the human lungs due to short-lived radon progeny. Many papers deal with determination of dose delivered by alpha particles in the lungs,^(3,4) because of their low range and relatively high and discrete energy (6 MeV for ^{218}Po and 7.69 MeV for ^{214}Po). On the other side β^- particles emitted by radon progeny have continuous spectra with electron energies up to 3 MeV. Gamma radiation has discrete energy spectrum but there are many lines with maximal energy of 3 MeV. β^- and γ are much more penetrating than alpha particles and their mean free paths in tissue are from few millimetres for low-energy electrons to a few tens of centimetres for high-energy photons. High-penetrating photons can travel through whole human body without being absorbed.

The quantity ‘dose conversion coefficient’ (DCC) was introduced to relate the effective dose and exposure to radon progeny. It is usually given in units (mSv WLM^{-1}), and is defined as the ratio between the effective dose and the exposure to radon progeny. As mentioned above, many papers were devoted to calculation of DCC from alpha radiation of radon and its progeny in the human lungs. β^- and gamma radiations were neglected because of their low contribution to the total dose. This was justified for calculating the dose in the lungs; however, because of their high-penetrating abilities other organs in the human body are also exposed.

In this work, doses from gamma and beta radiations emitted by radon progeny ^{214}Pb , and ^{214}Bi located in the lung were calculated for human Oak Ridge National Laboratory (ORNL) phantom⁽⁵⁾. Doses were recalculated per unit exposure, in order to compare the contribution to DCC from alpha on one side and from beta and gamma radiations on the other side. For this purpose, MCNP 4B software, which performs simulation of neutron, photon and electron propagation through arbitrary material and geometry, was used⁽⁶⁾. For photons, the code accounts for incoherent and coherent scattering, the possibility of fluorescent emission after photoelectric absorption and absorption in electron positron pair production. Electron/positron transport processes account for angular deflection through multiple Coulomb scattering, collision energy loss with optional straggling and the production of secondary particles including K X-rays, knock-on and Auger electrons, bremsstrahlung, and annihilation gamma rays from positron annihilation at rest. In this paper, simulation of transport of electrons and photons is performed in the adult male and female ORNL phantoms.

*Corresponding author: nikezic@kg.ac.yu

METHODOLOGY

MCNP simulation software was used to calculate the mean absorbed dose (in MeV g^{-1} per one particle of radiation) in the 'main' organs and the 'remainder' tissue of the human body⁽⁷⁾. Analytical models of the human body were described in ORNL publications⁽⁸⁾. All organs of the human body were represented with analytical equations of various three-dimensional geometrical bodies.

According to ORNL, human phantom consists of three types of tissues, skeletal, lung and soft, with different densities and elemental compositions. All equations for organs of all phantoms, with other relevant information (elemental compositions, volumes, masses, etc.), were programmed in input files for MCNP-4B code⁽⁵⁾. By combining surfaces through Bull algebra, MCNP-4B forms cells representing various organs. Two different input files were created: adult male and adult female⁽⁹⁾. An example of longitude crosses of the ORNL phantom, obtained with the input MCNP file used in this work that was previously created in⁽⁵⁾ is shown in Figure 1.

DCCs were calculated from β^- and gamma radiations emitted by ^{214}Pb and ^{214}Bi , which are distributed on inner layers of BB and bb of human respiratory tract and in AI region⁽¹⁾. BB represent first 8 generations of air tubes, bb are from 9th to 15th generations, while AI region is represented of air tubes generations approximately 16–26. Air tubes are mostly dichotomically branching in smaller and smaller tubes as penetrating deeper into the lung. So, the tubes are presented in whole volume of the lung.

Deposition and clearance of inhaled radon progeny were calculated as recommended in ICRP publication 66⁽¹⁾. Equilibrium activities of ^{218}Po , ^{214}Pb and $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$ in all compartments of the human lungs were obtained as balance between deposition and all clearance mechanisms. They were further used to calculate number of disintegrations per 1 WLM for assumed exposure conditions.

To calculate doses in other organs when the source is in the lungs, ORNL phantom of the human body was applied. This model does not give almost any detail of human lungs. Tree structure of T-B was completely neglected and whole respiratory tract is given with two asymmetrical ellipsoids representing two (left and right) lungs. Two different and independent models, ICRP 66 model of the Human Respiratory Tract Model (HRTM) and ORNL phantom, were used in this work. One has to assume uniform distribution of activity in ORNL phantom, because this model does not take into account the fine structure of the human lungs, which is given in ICRP 66. Uniform distribution means uniform random sampling of initial photons and electrons points in objects, which represent lung in ORNL model.



Figure 1. Longitude crosses of the ORNL phantom. Different organs are seen here, but only lungs are denoted as a source of radiation. All other organs, including the lung itself are the target.

The intention was to calculate the mean absorbed dose in all organs of the human body from the radioactivity located in the lung region of ORNL phantom using MCNP. The results are given in MeV g^{-1} per one emitted particle (electron or photon).

MCNP calculations were performed for left and right lung separately, for each of them as a source of beta and gamma radiations, since the region for sampling points in MCNP must be closed. This could be overcome in MCNP by presenting the source as the union of regions, which represent left and right lung, but the number of histories must be increased to ensure low statistical error. This is very expensive on account of computing time and

calculations were done separately. The mean absorbed dose, $\overline{D_{T,R}^n}$ in some organ T , from radiation R (β or γ) and nuclide n (^{214}Pb or ^{214}Bi), was obtained as weighting of doses from the left ($(D_{T,R}^n)_{\text{Left}}$) and the right ($(D_{T,R}^n)_{\text{Right}}$) lungs according to their masses:

$$\overline{D_{T,R}^n} = \omega_{\text{Left}} \overline{(D_{T,R}^n)_{\text{Left}}} + \omega_{\text{Right}} \overline{(D_{T,R}^n)_{\text{Right}}}, \quad (1)$$

where $\omega_{\text{Left}} = 0.46$ and $\omega_{\text{Right}} = 0.54$ are the mass weighting factors of the left and right lungs, respectively.

Spectrums of β^- radiation from ^{214}Pb and ^{214}Bi were taken from ref. (10), rearranged in ref. (11) and presented in Figure 2. Lines of gamma radiation taken from ref. (10) are also presented in Figure 2. Particle energy was sampled according to yields using random method incorporated in MCNP. In order to simulate emission of whole spectrum of β^- and gamma radiations, a large number of ‘histories’ were created (about 10^8) to ensure low statistical error in simulation. As a result of computation, mean absorbed dose per one particle of radiation (beta or gamma) from the left and right lungs as a source was obtained for adult male and female ORNL phantom. Mean absorbed dose per particle of radiation from whole lung as a source was calculated using Eq. (1).

To estimate DCC in mSv WLM^{-1} , $\overline{D_{T,R}^n}$ per one particle of radiation obtained as described above, should be recalculated in the following way. The number of disintegrations in different regions of the human respiratory tract model was given in ref. (3) in the form of volumetric activity (in disintegrations/ μm^3) of radon progeny per 1 WLM in different sources. Those values are results from the program LUNGDOSE.F90⁽³⁾, in which are adopted

concepts introduced in ICRP⁽¹⁾, and the program includes calculation of:

- deposition of monodispersed aerosols in different deposition regions of the HRTM according to the algebraic model of ICRP Publication 66⁽¹⁾;
- total deposition of polydispersed aerosols for given exposure conditions, where summations were carried out using log-normal distributions of aerosols (see below for parameters of distribution) and
- equilibrium activities of radon progeny in different clearance regions of the HRTM, and the total number of emitted particles for given exposure conditions and exposure time (here a set of differential equations describing different relevant processes in each clearance compartment has been developed).

The input parameters for the program LUNGDOSE.F90 are: breathing rate = $0.78 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$; tidal volume = 0.866 l/breath ; functional residual capacity = 3300 ml ; equilibrium factor $F = 0.395$; unattached fraction of Potential Alpha Energy Concentration (PAEC), $f = 8\%$; density of unattached particles = 1 g cm^{-3} ; density of attached particles = 1.1 g cm^{-3} ; shape factors equal to 1 and 1.1 for unattached and attached particles, respectively; median diameters (with geometrical standard deviations given in brackets) are $0.9 (1.3) \text{ nm}$, $50 (2) \text{ nm}$, $250 (2) \text{ nm}$ and $1500 (1.5) \text{ nm}$ for unattached, nucleation, accumulation and coarse modes, respectively⁽³⁾. Fractions of the PAEC attributed to these modes are 0.0655, 0.262, 0.654 and 0.018.

Half-life for the transfer to blood was taken as 10 h, as it was proposed in ref. (12).

Volumetric activities A_v were transformed in equilibrium activities, A in lung, per 1 WLM:

$$A_{ij} = A_v^{(ij)} \cdot V_{ij} \quad (2)$$

$i = \text{BB, bb}$ and $j = \text{mucus, cilia}$,

where the V_{ij} is the volume in which a source is located with given activity $A_v^{(ij)}$. Volumes of particular source were calculated using parameters given in ref. (1):

$$V_{ij} = P_i \cdot d_{ij} \quad i = \text{BB, bb} \text{ and } j = \text{mucus, cilia}, \quad (3)$$

where P_i is surface of all BB or bb, and d_{ij} is the thickness of the mucus and cilia layer for BB and bb regions separately. Equilibrium activities of ^{214}Pb and ^{214}Bi in BB and bb regions in slow and fast clearance mucus were calculated using Eqs (2) and (3). For AI region, activities are obtained by summing and multiplying with corresponding surfaces for AI₁, AI₂ and AI₃ regions. Table 1 shows activities per 1 WL in different regions. Total

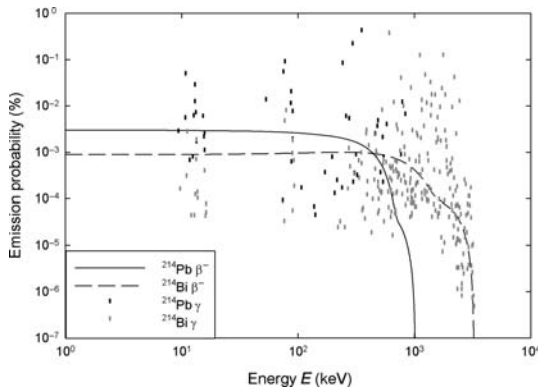


Figure 2. β^- and gamma radiation spectrums of ^{214}Pb and ^{214}Bi .

activity, A_n of nuclide, n (^{214}Pb or ^{214}Bi), can be expressed as:

$$A_n = A_{\text{BB,mucus}}^n + A_{\text{BB,cilia}}^n + A_{\text{bb,mucus}}^n + A_{\text{bb,cilia}}^n + A_{\text{AI}}^n \quad (4)$$

For ^{214}Pb total activity in all regions (BB, bb and AI) is 406.8 Bq per 1 WL and for ^{214}Bi is 578.4 Bq per 1 WL. It is interesting to note that activity of ^{214}Bi is larger than that of ^{214}Pb . There is accumulation of ^{214}Bi in AI region. Total ^{214}Bi in AI region is sum of two components. One component is formed after decay of ^{214}Pb (which should have the same activity as ^{214}Pb) and second one from fresh deposition from inhaled air. Because of this the activity of ^{214}Bi is larger than that of ^{214}Pb .

Since $\overline{D_{T,R}^n}$ obtained in simulation is given per quantum or per particle of radiation, and activities per disintegration, to derive absorbed dose per 1 WLM one need to know the yield of certain type of radiation. Yield of β^- radiation is 1, since each process of disintegration is followed with emission of one electron, while yield for γ quanta differ because

none, one or more gamma particles can be emitted per one disintegration. Yield of ^{214}Pb γ spectrum is 0.98, whereas that for ^{214}Bi is $1.37^{(10)}$.

RESULTS

Using data for activities and yields and $\overline{D_{T,R}^n}$ obtained from simulation, absorbed doses, $D_{T,R}^n$, per WLM for different types of radiation R (β or γ) and nuclide n (^{214}Pb or ^{214}Bi) in the main organs of the human body and remainder tissue T were obtained:

$$D_{T,R}^n = \overline{D_{T,R}^n} \cdot A_n \cdot \text{YIELD}_R^n \quad (5)$$

Results are presented in Tables 2 and 3 for β^- and gamma particles, respectively. Equivalent dose, H_T in some organ T , was obtained as:

$$H_T = \sum_n \sum_{R=\beta,\gamma} w_R D_{T,R}^n \quad (6)$$

where w_R is the radiation weighting factor whose values for β^- and gamma radiations are equal to 1. Summation per n was done to include contribution from both ^{214}Pb and ^{214}Bi . Equivalent dose in main organs and remainder per 1 WLM are given in Table 4.

After obtaining the equivalent dose for the organs and remainder of male and female ORNL phantom, the effective dose⁽¹³⁾ was calculated as:

$$E = w_{\text{breasts}} H_{\text{breasts}} + \sum_T w_T \frac{H_{T,m} + H_{T,f}}{2} \quad (7)$$

with $H_{T,m}$ as equivalent dose for male and $H_{T,f}$ for female phantom. w_T are tissue weighting factors taken from ref. (14).

Table 1. Activities in lung regions in Bq BB, bb and AI in Bq per WL.

	^{214}Pb		^{214}Bi	
	Fast	Slow	Fast	Slow
AI	297.38		429.73	
BB	11.14	11.85	13.77	14.82
bb	42.31	44.45	58.31	62.52

Table 2. Absorbed doses in human organs of adult male and female phantom from β^- radiation of radon progeny nuclides, ^{214}Pb and ^{214}Bi , distributed in the human lungs in ($\mu\text{Gy WLM}^{-1}$).

	$^{214}\text{Pb}, \beta^-$	$^{214}\text{Pb}, \beta^-$	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
	Male	Female	Male	Female
Lung	16.9	26	64.2	95.9
Skin	2.64×10^{-5}	2.96×10^{-5}	3.56×10^{-4}	4.08×10^{-4}
Liver	1.58×10^{-4}	2.23×10^{-4}	8.44×10^{-3}	1.72×10^{-2}
Stomach	8.78×10^{-5}	1.43×10^{-4}	3.40×10^{-3}	2.35×10^{-3}
Bladder	1.74×10^{-6}	7.20×10^{-7}	7.01×10^{-5}	2.54×10^{-6}
Testes/ovaries	5.65×10^{-5}	3.93×10^{-4}	9.80×10^{-5}	2.31×10^{-4}
Oesophagus	2.41×10^{-5}	3.63×10^{-4}	3.69×10^{-4}	4.16×10^{-3}
Colon	4.26×10^{-6}	1.01×10^{-5}	9.49×10^{-5}	1.79×10^{-4}
Thyroid	1.13×10^{-5}	4.82×10^{-5}	2.35×10^{-4}	3.75×10^{-4}
Bone surface	1.14×10^{-4}	1.73×10^{-4}	2.24×10^{-3}	1.77×10^{-3}
Bone marrow	1.99×10^{-4}	2.53×10^{-4}	4.20×10^{-3}	2.64×10^{-3}
Remainder	3.06×10^{-3}	4.03×10^{-3}	1.87×10^{-2}	2.44×10^{-2}
Breasts	—	2.38×10^{-2}	—	2.39×10^{-3}

Table 3. Absorbed doses in human organs of adult male and female phantom from gamma radiation from radon progeny nuclides, ^{214}Pb and ^{214}Bi , distributed in the human lungs in ($\mu\text{Gy WLM}^{-1}$).

	$^{214}\text{Pb}, \gamma$ Male	$^{214}\text{Pb}, \gamma$ Female	$^{214}\text{Bi}, \gamma$ Male	$^{214}\text{Bi}, \gamma$ Female
Lung	1.04	1.39	6.91	5.06
Skin	2.08×10^{-2}	2.45×10^{-2}	1.76×10^{-1}	1.33×10^{-1}
Liver	8.34×10^{-2}	1.12×10^{-1}	6.06×10^{-1}	8.29×10^{-1}
Stomach	6.10×10^{-2}	9.31×10^{-2}	4.58×10^{-1}	2.40×10^{-1}
Bladder	1.58×10^{-3}	2.64×10^{-3}	2.44×10^{-2}	2.27×10^{-2}
Testes/ovaries	5.09×10^{-4}	5.51×10^{-3}	9.35×10^{-3}	4.42×10^{-2}
Oesophagus	1.50×10^{-1}	2.00×10^{-1}	1.06	8.74×10^{-1}
Colon	6.98×10^{-3}	1.13×10^{-2}	7.05×10^{-2}	7.03×10^{-2}
Thyroid	1.52×10^{-2}	3.28×10^{-2}	1.32×10^{-1}	1.78×10^{-1}
Bone surface	3.53×10^{-2}	5.16×10^{-2}	2.13×10^{-1}	2.12×10^{-1}
Bone marrow	5.85×10^{-2}	7.35×10^{-2}	3.45×10^{-1}	2.98×10^{-1}
Remainder	5.43×10^{-2}	6.33×10^{-2}	4.04×10^{-1}	2.68×10^{-1}
Breasts	—	1.21×10^{-1}	—	6.33×10^{-1}

Table 4. The total gamma + beta equivalent dose from ^{214}Pb + ^{214}Bi per WLM for different organs of the adult male and female ORNL phantoms (in $\mu\text{Gy WLM}^{-1}$).

	Male	Female
Lung	89.1	128.0
Skin	1.97×10^{-1}	1.58×10^{-1}
Liver	6.98×10^{-1}	9.59×10^{-1}
Stomach	5.22×10^{-1}	3.36×10^{-1}
Bladder	2.61×10^{-2}	2.54×10^{-2}
Testes/ovaries	1.00×10^{-2}	5.03×10^{-2}
Oesophagus	1.21	1.08
Colon	7.76×10^{-2}	8.19×10^{-2}
Thyroid	1.47×10^{-1}	2.12×10^{-1}
Bone surface	2.50×10^{-1}	2.66×10^{-1}
Bone marrow	4.08×10^{-1}	3.75×10^{-1}
Remainder	4.81×10^{-1}	3.60×10^{-1}
Breasts	—	7.80×10^{-1}

From the above calculations, the effective dose per 1 WLM, from beta and gamma radiations of radon progeny was determined. Its value is:

$$\text{DCC} = 13.3(\mu\text{Sv WLM}^{-1}) \quad (8)$$

CONCLUSION AND DISCUSSION

It can be seen from Tables 2 and 3 that absorbed dose is the largest in the lung, which is expected, since source is located in the lungs itself. Contribution to lung dose is mainly from β^- particles, while for the remaining of the main organs and the remainder tissue gamma radiation contribute mostly. β^- particles are also penetrating and they deposit their energy in the lung and in the surrounding organs. On the other hand gamma

particles reach to all organs of the human body. Doses in the remainder and main organs out of the lung are mostly from gamma radiation.

The effective dose from beta and gamma radiations from radon progeny deposited in the human lungs was calculated. It has been found that this dose is about $13.3 \mu\text{Sv WLM}^{-1}$. Furthermore, this work gives values for the absorbed doses in the main organs and the remainder of the human body for beta and gamma radiations due to radon progeny located in the lungs. These data cannot be found in any literature, since no papers were devoted to this problem. Further investigations should lead to estimating risk for developing lung cancer due to exposure to radiation from radon progeny.

Doses in lung from beta and gamma radiations are relatively small in comparing with doses from alpha particles and there is very smaller health risk from exposure to this kind of radiation than from alpha particles. Results in this paper show that doses in organs are small but should not be neglected, particularly in cases of long-term exposure in dwellings with higher concentration of radon gas.

In order to validate the results of this work, comparison has been done with ICRP 66 publication. In ICRP 66, absorbed fractions of gamma radiation emitted from ^{214}Pb and ^{214}Bi located in lungs as a source for several main organs of the human body were given. Absorbed fractions were given for mono-energetic quanta with several different starting energies. These values are interpolated and used to recalculate mean absorbed dose by simulating energy gamma spectrum of ^{214}Pb and ^{214}Bi . Table 5 shows that there is very good agreement in results of this work and ICRP 66 publication. This agreement is confirmation of validity of our approach.

It is worth noting that radon solubility throughout the body contributes to the beta and gamma ray

Table 5. Comparison of mean absorbed doses calculated in this work using MCNP and ones obtained from ICRP 66 publication for adult male phantom (in MeV g⁻¹).

	²¹⁴ Pb		²⁴⁴ Bi	
	MCNP	ICRP 66	MCNP	ICRP 66
Liver	2.15×10^{-6}	2.17×10^{-6}	7.84×10^{-6}	8.43×10^{-6}
Bone surface	9.10×10^{-7}	1.31×10^{-6}	2.75×10^{-6}	3.98×10^{-6}
Skin	5.37×10^{-7}	4.89×10^{-7}	2.28×10^{-6}	2.34×10^{-6}
Thyroid	3.91×10^{-7}	9.79×10^{-7}	1.71×10^{-6}	4.25×10^{-6}

doses as well as from decay products in the lungs. Also, contribution from exposure to radon progeny present in the room and closed space can contribute to total dose, which will be the subject of further investigation.

FUNDING

This work was supported by Serbian Ministry of Science, through the project no. 141023.

REFERENCES

1. ICRP. *Human Respiratory Model for Radiological Protection*. A Report of a Task Group of the International Commission on Radiological Protection. ICRP Publication 66 (Oxford: Pergamon Press) (1994).
2. Marsh, J. W., Bessa, Y., Birchall, A., Blanchardon, E., Hofmann, W., Nosske, D. and Tomasek, L. *Dosimetric models used in the alpha-risk project to quantify exposure of uranium miners to radon gas and its progeny*. Radiat. Prot. Dosimetry **130**, 101–106 (2008).
3. Nikezic, D. and Yu, K. N. *Microdosimetric calculations of absorption fraction and the resulting dose conversion factor for radon progeny*. Radiat. Environ. Biophys. **40**, 207–211 (2001).
4. Nikezic, D., Lau, B. M. F., Stevanovic, N. and Yu, K. N. *Absorbed dose in target cell nuclei and dose conversion coefficient of radon progeny in the human lung*. J. Environ. Radioact. **89**, 18–29 (2006).
5. Krstic, D. and Nikezic, D. *Input files with ORNL-mathematical phantoms of the human body for MCNP-4B*. Comput. Phys. Commun. **176**, 33–37 (2007).
6. Briesmeister, J. F. Ed. *MCNP—a general Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, LA-12625-M* (New Mexico, Los Alamos: Los Alamos National Laboratory) (1997).
7. ICRP (International Commission on Radiological Protection). *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. ICRP Publication 60 (Oxford: Pergamon Press) (1991).
8. Eckerman, K. F., Cristy, M. and Ryman, J. C. *The ORNL mathematical phantom series*. Available on <http://homer.ornl.gov/vlab/mird2.pdf> (1996) last accessed on December 15, 2008.
9. Input files with ORNL-mathematical phantoms of the human body for MCNP-4b. Available on <http://www.pmf.kg.ac.yu/radijacionafizika/InputFiles.html> last accessed on December 15, 2008.
10. Table of Radioactive Isotopes. *Periodic Table linked to decay data for known isotopes of each element*. Available on <http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm> last accessed on December 15, 2008.
11. Markovic, V., Stevanovic, N. and Nikezic, D. *Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract*. Radiat. Environ. Biophys. **47**, 139–145 (2007).
12. Marsh, J. W. and Birchall, A. *Sensitivity analysis of the weighted equivalent lung dose per unit exposure from radon progeny*. Radiat. Prot. Dosimetry **87**, 167–178 (2000).
13. ICRP (International Commission on Radiological Protection). *Conversion factors for use in radiological protection against external radiation*. ICRP Publication 74 (Oxford: Pergamon Press) (1996).
14. ICRP (International Commission on Radiological Protection). *Annex B. Quantities used in radiological protection*. Ann. ICRP **37**, 247–322 (2007).

DOSES IN HUMAN ORGANS DUE TO ALPHA, BETA AND GAMMA RADIATIONS EMITTED BY THORON PROGENY IN THE LUNG

D. Nikezic^{1,*}, V. M. Markovic¹, D. Krstic¹ and P. K. N. Yu²

¹University of Kragujevac, Faculty of Science, 34000 Kragujevac, Serbia

²City University of Hong Kong, Kowloon Tong, Kowloon, Hong Kong

*Corresponding author: nikezic@kg.ac.rs

This work consists of two parts. In the first part, the doses in the human lung per unit exposure to thoron progeny, the dose conversion factor (DCF), was calculated. Dependence of the DCF on various environmental and subject-related parameters was investigated. The model used in these calculations was based on ICRP 66 recommendations. In the second part, the human lungs were considered as the source of beta and gamma radiation which target the other organs of the human body. The DCF to other organs was obtained as $20 \mu\text{Sv WLM}^{-1}$, which is larger than the DCF for radon progeny, which was $13 \mu\text{Sv WLM}^{-1}$. This is a consequence of the longer half-life of the relevant thoron progeny than that of the radon progeny. It is interesting to note that after the lungs, where the radiation source is actually located, muscle tissue receives the largest dose.

INTRODUCTION

Thoron, ²²⁰Rn, is a radon isotope which decays by emission of an alpha particle with energy of 6.29 MeV, with a half-life of 55 s. Like radon, thoron due to its chemical inertness can migrate from soil into the atmosphere. In dwellings and closed spaces with poor ventilation accumulation of thoron and its progeny is possible, depending on the strength of the source⁽¹⁾. The decay products consist of a variety of nuclides and each of them may be attached to aerosols of varying sizes. The unattached fraction typically comprises only around 2 % of the total activity.

Many dosimetric studies were carried out in order to determine the level of human exposure from inhaled radon, thoron and their progenies. These studies considered doses from short-lived progeny which emit alpha particles. However, other types of radiation, beta and gamma, are also present and contribute to the total dose, not only to the lung. ²¹²Pb and ²¹²Bi are short-lived thoron progeny, which decay by emitting beta particles accompanied by gamma radiation. The contribution of beta and gamma radiation from nuclides deposited in the lungs is not only to the lungs but to all other organs of the human body.

METHODOLOGY

In order to determine the dose per unit exposure, which is usually called the dose conversion factor (DCF), it is necessary to transform the dose per particle of radiation into the dose per unit exposure. To do that, the equilibrium activities of nuclides in the lungs per unit exposure are required. These data were obtained using the program LUNGDOSE, which was

developed earlier for ²²²Rn and described in a previous publication⁽²⁾, and hence that a detailed description will not be given here. In this program, the concepts introduced in ICRP 66 publication⁽³⁾ were adopted. Since the decay schemes and alpha energies are different in the ²²²Rn and ²²⁰Rn series, the program LUNGDOSE was modified to take into account these differences. Modifications in the LUNGDOSE program performed in order to calculate the DCF for thoron progeny have already been described⁽⁴⁾.

The input parameters for the program LUNGDOSE have been changed within reasonable ranges with different steps in different cases, whereas the other parameters have been kept at their best estimates, as is shown in Table 1(a). DCFs were calculated for each of these sampled combinations and results are presented below.

In the second part of the work, all parameters were taken on their best estimates, which correspond to the adult Caucasian male, as given in Table 1(a). On the basis of these parameters, equilibrium activities of thoron progeny were calculated in regions of the respiratory tract and are presented in Table 2. Activities are calculated per unit exposure (WL), which corresponds to 275 Bq m^{-3} for thoron in a secular equilibrium with progenies.

For ²¹²Pb, the total activity in all regions (BB, bb and AI) is 7.05 Bq WL^{-1} and for ²¹²Bi is 9.36 Bq WL^{-1} . These activities are quite small in comparison with the radon progeny ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi, which are 406.8 and 578.4 Bq WL^{-1} , respectively (also obtained with the LUNGDOSE program⁽²⁾).

Using data for activities, A_n , yields, Y_R^n , of radiation and the mean absorbed dose per particle of radiation, $\overline{D_{T,R}^n}$, obtained from simulation, absorbed doses, $D_{T,R}^n$, per WLM for different types of

Table 1. (a) Input parameters for the model of human respiratory tract, their best estimates and ranges⁽⁹⁾ and DCF-L. (b) The total gamma and beta equivalent dose from ²¹²Pb and ²¹²Bi per WLM for different organs, DCF-O.

Parameter	Best estimate	Parameter value range	DCF-L range	DCF-O nSv WLM ⁻¹	Male	Female
(a)				(b)		
Unattached aerosol size (AMTD)	0.9 nm	0.5–3.5 nm	5.26–5.91	Lung	1.68 × 10 ⁵	1.65 × 10 ⁵
Nucleation aerosol size (AMAD)	50 nm	10–100 nm	9.32–4.72	Skin	5.1	4.0
Accumulation aerosol size (AMAD)	250 nm	100–400 nm	8.55–4.74	Liver	33	50
Coarse aerosol size (AMAD)	1.5 μm	1.0–4.0 μm	5.42–5.51	Stomach	1.7	2.3
Transfer to blood	600 min	100–1000 min	1.17–5.56	Bladder	0.03	0.05
Unattached shape factor	1	1–1.9	5.46–5.46	Testes/ovaries	0.011	0.1
Nucleation shape factor	1.1	1–1.9	5.46–5.46	Oesophagus	2.7	3.4
Accumulation shape factor	1.1	1–1.9	5.46–5.43	Colon	0.3	0.36
Coarse shape factor	1.1	1–1.9	5.46–5.43	Thyroid	0.2	0.52
Unattached hygroscopic growth factor	1	1–2	5.46–5.43	Bone surface	8.4	6.1
Nucleation hygroscopic growth factor	1.5	1–3	5.58–5.77	Bone marrow	15	8.8
Accumulation hygroscopic growth factor	1.1	1–1.9	5.56–5.51	Brain	0.38	0.48
Coarse hygroscopic growth factor	1.5	1–4	5.41–5.44	Breasts		5.1
Ventilation λ _v	0.55 h ⁻¹	0.2–2 h ⁻¹	4.17–5.10	Remainder	3.90 × 10 ³	3.97 × 10 ³
Aerosol attachment λ _v	50 h ⁻¹	5–500 h ⁻¹	5.99–4.28			
Unattached plateout λ _u ^a	20 h ⁻¹	5–110 h ⁻¹	4.47–4.47			
Attached plateout λ _u ^a	0.2 h ⁻¹	0.05–1.1 h ⁻¹	4.47–4.47			
Unattached fraction	0.02	0.0019–0.1565	4.28–6.00			

Table 2. Equilibrium activities of thoron progeny (in Bq WL⁻¹) in various regions of HRT.

	²¹² Pb	²¹² Bi
BB	3.15	4.36
Bb	2.61	3.47
AI	1.29	1.53

radiation R (β or γ) and nuclide n (²¹²Pb or ²¹²Bi) in the main organs of the human body and the remainder tissue T were obtained:

$$D_{T,R}^n = \overline{D}_{T,R}^n \cdot A_n \cdot Y_R^n \quad (1)$$

Further, the equivalent dose H_T in some organ T was obtained as

$$H_T = \sum_n \sum_{R=\beta,\gamma} w_R D_{T,R}^n \quad (2)$$

where w_R is the radiation weighting factor whose values for β^- and γ radiation are equal to 1. Summation per nuclide n was done to include contributions from both ²¹²Pb and ²¹²Bi.

After obtaining the equivalent dose for the organs and remainder tissue for both males and females, the effective dose was calculated as

$$E = w_{\text{breasts}} H_{\text{breasts}} + \sum_T w_T \frac{H_{T,m} + H_{T,f}}{2} \quad (3)$$

with $H_{T,m}$ as the equivalent dose for the male and $H_{T,f}$ for the female phantom; w_T are tissue weighting factors taken from the new ICRP 103 recommendations⁽⁵⁾.

In order to determine doses in organs of the human body due to sources of radiation placed in the lungs, a mathematical model of the human body known as the Oak Ridge National Laboratory (ORNL) phantom⁽⁶⁾ was used together with Monte Carlo Neutron Particle (MCNP transport) software⁽⁷⁾, which enables simulation of radiation transport and interaction with matter in arbitrary geometries.

RESULTS AND DISCUSSION

DCF as a function of input parameters

The DCF-L (L is for lung) for thoron progeny depends on the blood transfer rate. This dependence is shown in Figure 1. As expected, the DCF increases with the half-life of transfer to blood from 1 to about 6 mSv WLM⁻¹. Slower transport from lung to blood means a longer retention time in the lungs, which causes a larger lung dose.

The unattached aerosol size, expressed as AMTD, was varied from 0 to 3.5 nm. As shown in Figure 2, the DCF increases slightly from 5.3 up to 5.9 mSv WLM⁻¹.

Similar calculations were performed by varying the size of nucleation mode (from 20 to 100 nm) Figure 3, accumulation mode (from 100 up to 400

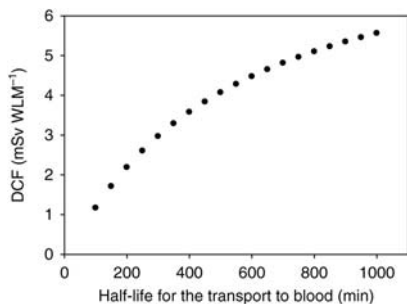


Figure 1. Dependence of DCF-L half-life of on transfer to blood.

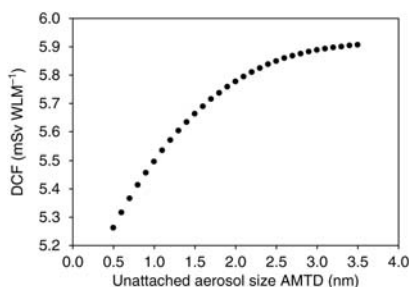


Figure 2. Dependence of DCF-L on unattached aerosol size.

nm) Figure 4 and coarse mode (from 1000 nm up to 4000 nm), Figure 5.

Dependence of DCF to the shape factor was also calculated and presented in Figure 6, where can be seen that DCF is almost independent on the shape factor of nucleation and unattached modes, while it slowly decreases with the shape factor of coarse and accumulation modes.

Dependence of the DCF on the hygroscopic growth factor is shown in Figure 7. The DCF varies with the hygroscopic factor, but the dependence is different for various modes. Dependence is most pronounced for the nucleation mode, where it increases from 5.4 up to almost 5.8 mSv WLM⁻¹.

Finally in Figure 8 dependence of the DCF on the unattached fraction is presented. Linear dependence is found, and the equation of fit line is presented in the legend of the figure.

If all parameters were kept at their best estimates, a DCF of ~ 4.5 mSv WLM⁻¹ would be obtained.

Doses in other organs due to the beta and gamma radiation emitted by thoron progeny in the lung

Doses in all the main organs and remainder tissue of the human body from beta and gamma progeny are calculated as described above and shown in Table 1(b). It can be seen from Table 1(b) that the absorbed dose is the largest in the lung, which is

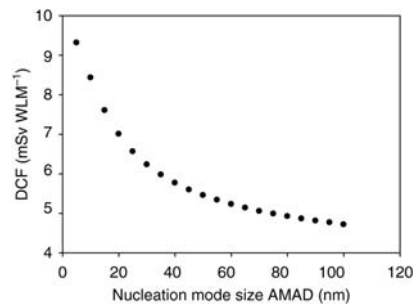


Figure 3. Dependence of DCF-L on nucleation mode size.

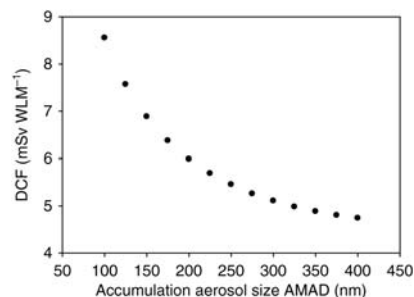


Figure 4. Dependence of DCF-L on accumulation mode size.

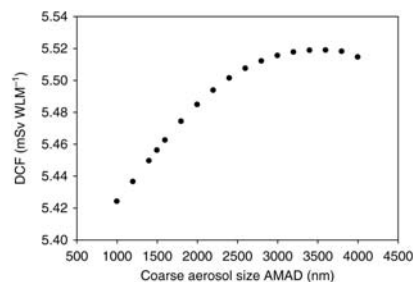


Figure 5. Dependence of DCF-L on coarse mode size.

expected, since the source is in the lung itself. It is interesting to note that the dose in the remainder tissue is larger than doses in all main organs. According to ICRP 103 Publication⁽⁵⁾, the tissue weighting factor for the remainder tissues (0.12) applies to the arithmetic mean dose of the 13 organs and tissues for each sex. These organs are: adrenals, extra thoracic region, gall bladder, heart, kidneys, lymphatic nodes, muscle, oral mucosa, pancreas, prostate (for male), small intestine, spleen, thymus and uterus/cervix (for female). After detailed investigation of doses in these organs, it is concluded that the largest contribution to dose the in the remainder tissue is to muscle. The absorbed dose from beta particles in muscle is 3.49, 4.01, 31.58 and 35.69 ($\mu\text{Gy WLM}^{-1}$) for

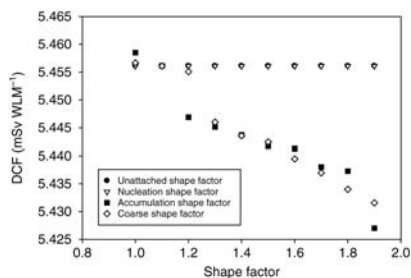


Figure 6. DCF as a function of shape factor.

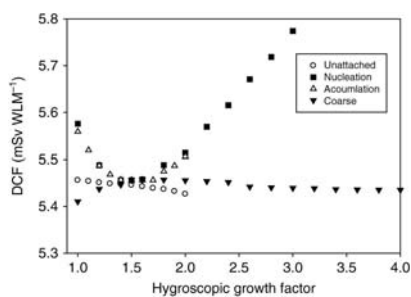


Figure 7. DCF-L as a function of the hygroscopic growth factor.

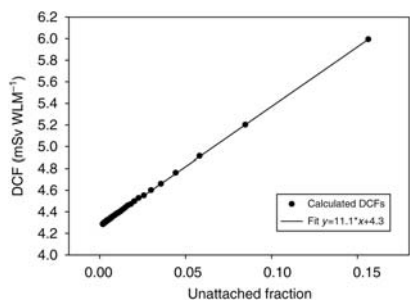


Figure 8. DCF-L as a function of unattached fraction.

^{212}Pb male, ^{212}Pb female, ^{212}Bi male and ^{212}Bi female, respectively. Muscles were regarded as the soft tissue of the body minus the skeletal system and all the organs identified in the phantom. The large dose in this tissue can be explained by the fact that muscle tissue surrounds lungs and is directly exposed to radiation.

The effective dose, calculated using Equation (3), is $20.45 \mu\text{Sv WLM}^{-1}$.

CONCLUSION

The DCF value for best estimates agrees with the results from the literature. Parameter variation in this work induces DCF variation from 1 to 6 mSv WLM^{-1} , Table 1(a).

Table 1(b) summarises doses in all main organs and the remainder of tissue due to the radiation source being located in the lungs DCF-O (O is for organs). The effective dose was found to be $20.45 \mu\text{Sv WLM}^{-1}$. This value is quite large when compared with the effective dose from beta and gamma emitting radon progeny ^{214}Pb and ^{214}Bi which is $13.4 \mu\text{Sv WLM}^{-1}$ (8). At a first glance this could look strange, since activities of radon progenies are quite larger than those from thoron. For beta-emitting radon progeny, the total activity in the lung is 958.2 Bq WL^{-1} , whereas for thoron it is 16.41 Bq WL^{-1} . This discrepancy can be overcome when regarding spectrums of radon and thoron progeny(8). The thoron progenies ^{212}Pb and ^{212}Bi emit beta and gamma particles with higher energy than radon progeny and deliver higher doses, which when calculated per unit exposure result in a greater DCF.

FUNDING

Serbian Ministry of Science and Environment Protection who supported this work through the project grant No 141023.

REFERENCES

- Steinhausler, F. *Environmental ^{220}Rn . A review*. Environ. Int. **22**(1), S1111–S1123 (1996).
- Nikezic, D. and Yu, K. N. *Microdosimetric calculations of absorption fraction and the resulting dose conversion factor for radon progeny*. Radiat. Environ. Biophys. **40**, 207–211 (2001).
- ICRP 66, Human Respiratory Model for Radiological Protection. *A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection*. ICRP Publication 66 (Oxford: Pergamon Press) (1994).
- Nikezic, D. and Stevanovic, N. *Room model with three modal distributions of attached ^{220}Rn progeny and dose conversion factor*. Radiat. Prot. Dosim. **123**, 95–102 (2007).
- ICRP 103. Quantities used in Radiological Protection. Vol. **37**, Anex B (Oxford: Pergamon Press) pp. 247–322 (2007).
- Eckerman, K. F., Cristy, M. and Ryman, J. C. *The ORNL mathematical phantom series*. Available on <http://ordose.ornl.gov/> (last accessed on 26 April 2010) (1996).
- Briesmeister, J. F. Ed. MCNP—A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B, LA-12625-M (New Mexico, Los Alamos: Los Alamos National Laboratory) (1997).
- Markovic, V. M., Krstic, D. and Nikezic, D. *Gamma and beta doses in human organs due to radon progeny in human lung*. Radiat. Prot. Dosim. **135**(3), 197–202 (2009).
- Marsh, J.W. and Birchall, A. *Sensitivity analysis of the weighted equivalent lung dose per unit exposure from radon progeny*. Radiat. Prot. Dosim. **87**, 167–178 (2000).

Doses from beta radiation in sensitive layers of human lung and dose conversion factors due to $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ progeny

V. M. Markovic · N. Stevanovic · D. Nikezic

Received: 24 January 2011 / Accepted: 24 April 2011 / Published online: 10 May 2011
© Springer-Verlag 2011

Abstract Great deal of work has been devoted to determine doses from alpha particles emitted by ^{222}Rn and ^{220}Rn progeny. In contrast, contribution of beta particles to total dose has been neglected by most of the authors. The present work describes a study of the detriment of ^{222}Rn and ^{220}Rn progeny to the human lung due to beta particles. The dose conversion factor (DCF) was introduced to relate effective dose and exposure to radon progeny; it is defined as effective dose per unit exposure to inhaled radon or thoron progeny. Doses and DCFs were determined for beta radiation in sensitive layers of bronchi (BB) and bronchioles (bb), taking into account inhaled ^{222}Rn and ^{220}Rn progeny deposited in mucus and cilia layer. The nuclei columnar secretory and short basal cells were considered to be sensitive target layers. For dose calculation, electron-absorbed fractions (AFs) in the sensitive layers of the BB and bb regions were used. Activities in the fast and slow mucus of the BB and bb regions were obtained using the LUNGDOSE software developed earlier. Calculated DCFs due to beta radiation were 0.21 mSv/WLM for ^{222}Rn and 0.06 mSv/WLM for ^{220}Rn progeny. In addition, the influence of Jacobi room parameters on DCFs was investigated, and it was shown that DCFs vary with these parameters by up to 50%.

Introduction

The most significant contribution to natural radiation exposure of the human population (over 50%) comes from

radon (^{222}Rn) and its short-lived progeny (NCRP Report 93 1987; ICRP32 1981; Darby et al. 1998). Outdoor activity concentration of radon usually does not exceed 10 Bq/m^3 , (UNSCEAR 2006; Yu et al. 2006). In dwellings and closed spaces with poor ventilation, however, radon is accumulated (Zhuo et al. 2001), and if there is a major source of radon, indoor radon concentration could reach high levels. It is noted that concentrations of few hundreds of Bq/m^3 and more represent a significant radiation hazard (Hendry et al. 2009).

Radon concentration in dwellings depends mostly on the radon sources present, which may be a layer of soil beneath the building or the materials used in constructing the building. One of the ways by which radon enters a building is through water and gas used in the household. In general, soil is the largest source of radon (Eisenbud and Gesell 1997), from which radon enters—through any cracks in the construction material—the building by diffusion and convection (Fleischer 1997). Another factor that influences radon concentration is the intensity of ventilation in dwellings which governs the air exchange per unit of time in a room. When radon enters a dwelling, it is usually uniformly distributed in the air (Urosevic et al. 2008). Behavior of radon and its progeny in dwellings is described by parametric differential equations (Jacobi 1972). The model takes into account radioactive decay, removal by ventilation, attachment, detachment by recoil, and deposition. Parameters that describe these processes are decay constants λ_i , ventilation rate λ_v , attachment rate λ_a , and deposition rates of unattached and attached progeny λ_d^u and λ_d^a , respectively (all given in s^{-1} or h^{-1}).

Besides radon, thoron (^{220}Rn) is present in the environment. Thoron is a radon isotope, which is member of the thorium (^{232}Th) radioactive decay series. It decays by the emission of an alpha particle with energy of 6.29 MeV, with

V. M. Markovic · N. Stevanovic · D. Nikezic (✉)
Department of Physics, Faculty of Science, University of
Kragujevac, R. Domanovic 12, 34000 Kragujevac, Serbia
e-mail: nikezic@kg.ac.rs

a half-life of 55 s. Average concentration of ^{232}Th in soil is estimated to be about 25 Bq/kg (UNSCEAR Report 2000). Mediate progeny of ^{232}Th is radium (^{224}Ra). After decay of ^{224}Ra , ^{220}Rn is formed. A typical value for the ^{220}Rn concentration in pore air of deep soil is about 20 k Bq/m³ (for a soil with 25 Bq/kg ^{232}Th , a porosity of 50%, a density of 1.5 g/cm³, and an emanation coefficient of 0.3; Ramachandran and Sahoo 2009). Like radon, thoron migrates—because it is chemically inert—from soil into the atmosphere. In dwellings and closed spaces with poor ventilation, accumulation of thoron and its progeny is possible, depending on the activity of the source (Steinhausler 1996). Thoron progeny concentration in dwellings depends on various factors. Most significant are the activity of the thoron source, the emanation rate of thoron from soil and building materials that contain ^{232}Th , and ambient atmospheric characteristics. Due to the relatively short half-life of 55 s, thoron is not uniformly distributed in the room (Urosevic et al. 2008; Yamasaki et al. 1995). Its concentration is highest in the vicinity of the source (floor, walls, or other sources) and decreases rapidly with increasing distance. Existence of this concentration gradient makes thoron measurements difficult (Porstendörfer 1991).

Unlike radon and thoron, which are noble gases and chemically inactive, their progeny are usually positively charged after their formation, and they are highly reactive with other molecules. This enables them to attach to airborne aerosols and wall surfaces. The decay products of radon and thoron consist of a variety of nuclides, each of those may be attached to aerosols of varying sizes. Thus, the airborne activity can be taken to consist of a very small “unattached” fraction and a larger “attached” fraction. Hazards from radon, thoron, and their progeny can be due to both external and internal sources. External sources include radon and thoron progeny distributed in air and surrounding building material that decay through beta decay. High energy allows the beta particles and subsequent gamma radiation to travel large distances from the walls through the room atmosphere and in that way contributes to total exposure to humans. In contrast, the short range of the alpha particles produced during radon and thoron decay results in very low external hazards from this type of radiation. The main way of exposure to alpha radiation is from internal sources. Nuclides can be incorporated by humans through inhalation and ingestion. Alpha particles from nuclides deposited in the human body irradiate surrounding tissue. They lose their energy locally in a small volume around the particle track. Internal exposure is also possible from beta-emitting nuclides. Beta and gamma radiation from short-lived radon and thoron progeny can pass the human body and contribute to the exposure of all organs of the human body (Markovic et al. 2009; Nikezic et al. 2010).

Main contribution to total dose is from alpha particles emitted by short-lived radon (^{218}Po and ^{214}Po) and thoron (^{216}Po and ^{212}Po) progeny. After inhalation, the short-lived progeny may be deposited on inner layers of the airways of the human respiratory tract (HRT) (ICRP66 1994). The human respiratory tract model (HRTM) described in ICRP (1994) is a simplified model of the human lungs to allow for dosimetric calculations. According to ICRP (1994), there are six HRT tissues that are potentially at risk from inhaled radioactive materials. Among them are the ciliated epithelium of the bronchi and the bronchioles.

The bronchial region (BB) is part of the air-conducting system within the thorax (ICRP 1994). The purpose of this part is to conduct air and adjust the humidity and temperature of inhaled air, and it is the site of deposition of inhaled particles by impaction, sedimentation, and/or diffusion. The bronchi branch dichotomously in the human lung for nine generations. Dimensions and geometry of the airway branches gradually change with depth in the lung. A simplified model of a section through the wall of a typical bronchus is shown in Fig. 1. A detailed description can be found in ICRP (1994). Its average inner diameter is $5 \times 10^3 \mu\text{m}$. The nuclei of both columnar secretory and short basal cells are considered to be sensitive targets.

The bronchiolar region (bb) is the second part of the air-conducting system (ICRP 1994). It consists of the bronchioles comprising generations 9–15. These airways conduct air into and out of the respiratory region. Inhaled particles are deposited mainly by sedimentation or diffusion, depending on their size. A simplified model of a section through the wall of a typical bronchiole is shown in Fig. 2 (ICRP 1994). Its average inner diameter is $10^3 \mu\text{m}$. The sensitive target in this region consists of nuclei of secretory cells.

The inner layers of the airway in the BB and bb regions represent the site for the deposition of inhaled particles, including radon, thoron, and their progeny. Those layers are the mucus (gel) and cilia layer (Figs. 1, 2). At these places, radon and thoron progeny decay, emitting alpha and beta particles, as well as gamma radiation, so these two layers are considered to be sources of radiation. Emitted particles can hit sensitive layers and deposit part of their energy there. In this way, sensitive layers are being damaged and are becoming potential places for developing cancer cells. Due to the short range of alpha particles, most of their energy is deposited in the vicinity of the source layers. A great deal of papers was devoted to the problem of dose calculation in sensitive targets of the BB and bb regions.

Besides alpha radiation, beta and following gamma radiations are produced during the decay of radon and thoron progeny. $^{214}\text{Pb}/^{214}\text{Bi}$ and $^{212}\text{Pb}/^{212}\text{Bi}$ are radon/thoron short-lived progeny, which decay with the

Fig. 1 Model of target cell nuclei (secretory and basal cells) of the BB region and associated sources of radioactive transformations (ICRP66 1994)

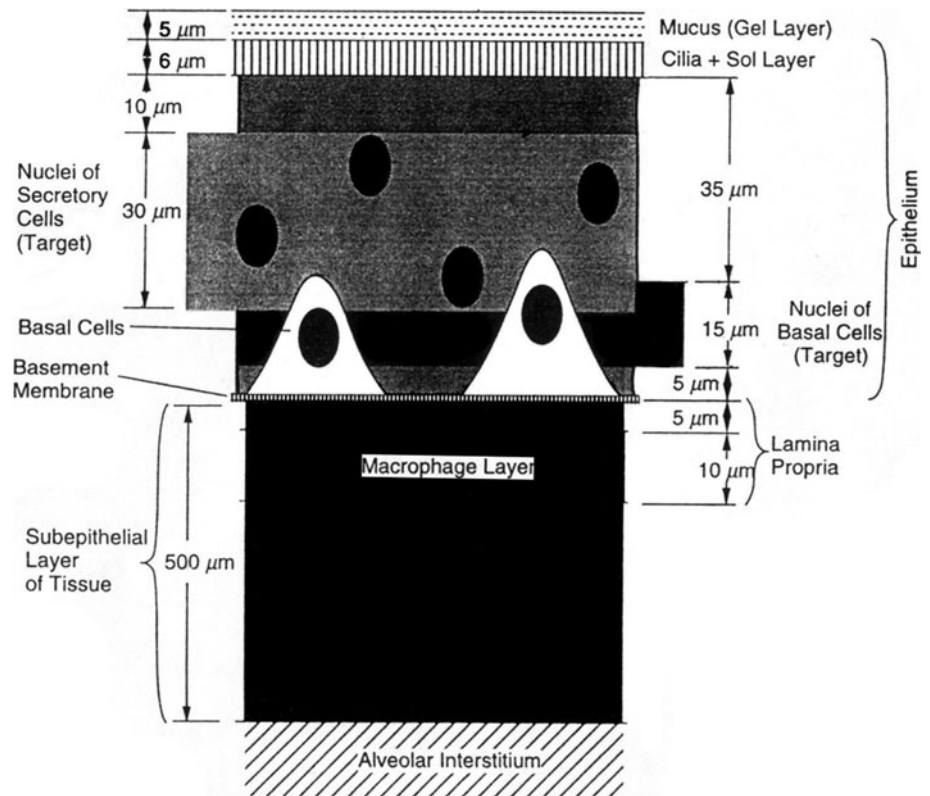
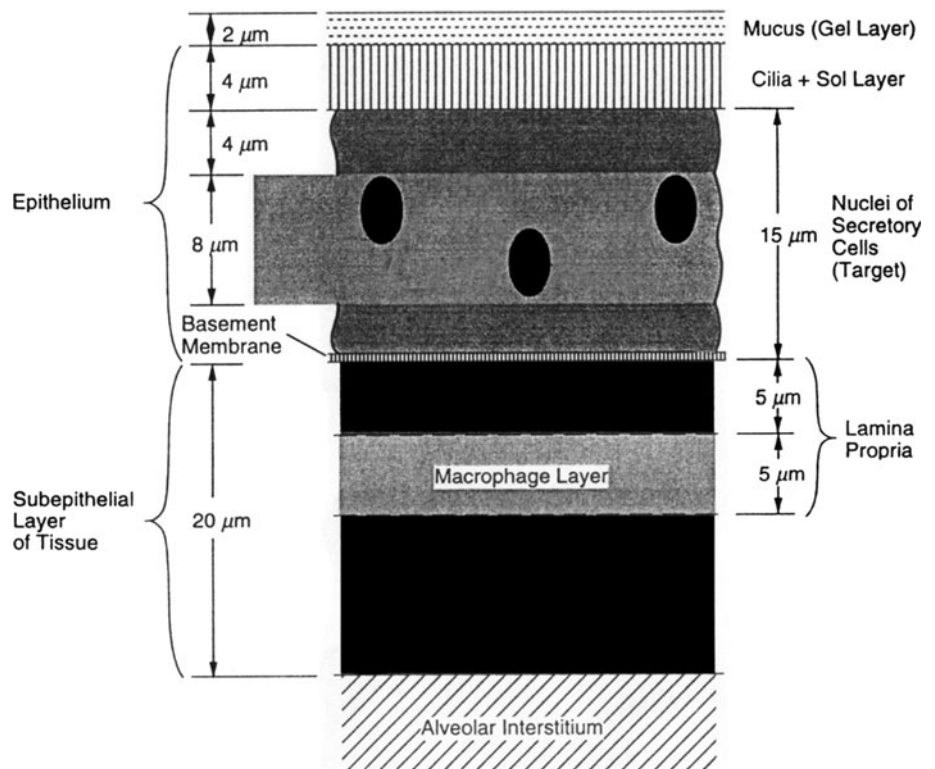


Fig. 2 Model of target cell nuclei (secretory cells) of the bb region and associated sources of radioactive transformations (ICRP66 1994)



subsequent emission of beta particles followed by intensive gamma radiation. The beta particles produced show continuous energy spectra with energies up to about 3.3 MeV

and are much more penetrating than alpha particles. Due to the long range of beta particles and subsequent gamma radiation, not only the sensitive target layers of HRT but

also the whole lungs and all other organs of the human body are exposed. Gamma and beta doses to all organs including both lungs due to radon and thoron progeny were calculated recently (Markovic et al. 2009; Nikezic et al. 2010). The objective of the present paper was to calculate doses to the sensitive targets of the bronchial and bronchiolar regions, in order to determine the dose contribution of beta particles. These targets are layers that contain nuclei of secretory and basal cells (see Figs. 1, 2) that are assumed to be radiosensitive and potential places for cancer development. Due to the much smaller relative biological effectiveness of beta particles compared with alpha particles, contribution of beta particles to total lung dose has been neglected. To the best of our knowledge, there are no papers devoted to this problem. Absorbed fractions of electrons in sensitive layers were calculated by Markovic and coworkers (2008), and these data will be used in the present work to determine doses and dose conversion factors (DCFs) for beta emitters in sensitive layers of HRT. The absorbed fraction (AF) represents the ratio of the energy absorbed in a volume of interest and the initial energy of a beta particle, $AF = E_{\text{abs}}/E_i$, where E_{abs} is the absorbed energy in a medium of interest and E_i is the initial energy of the beta particle. Furthermore, dependence of the DCF on environmental parameters described by Jacobi (1972) will be investigated. The DCF quantity was introduced to relate effective dose and exposure to radon progeny. It is usually given in traditional units (mSv/WLM) and is defined as effective dose per unit exposure to inhaled radon or thoron progeny.

Materials and methods

After inhalation of radon and thoron progeny, a certain fraction of the inhaled activity is deposited on the inner layers of bronchi and bronchioles, where it decays or can be removed by means of some clearing processes (ICRP 1994). In order to determine effective dose in sensitive target layers (Figs. 1, 2), the energy absorbed per target mass (the so-called absorbed dose) must be evaluated and multiplied with any radiation- and tissue-weighting factors.

The absorbed energy, E_{abs} , per emitted particle of radiation is related to AF as follows:

$$E_{\text{abs}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i \cdot AF(E_i). \quad (1)$$

where E_i is the initial energy of the i th beta particle and N is the total number of beta particles.

$AF(E_i)$ is the absorbed fraction, which, in this case, represents the ratio of the energy absorbed in a sensitive target and the initial energy of beta particle. E_{abs} values

were calculated using (1) for four source–target combinations for ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{212}Pb , and ^{212}Bi , where the sources were located in the fast and slow mucus and targets were layers that contain nuclei of secretory and basal cells. Initial energies of beta particles E_i were randomly sampled according to beta spectra of ^{214}Pb , ^{214}Bi , ^{212}Pb , and ^{212}Bi presented in the study of Markovic et al. (2008). To ensure the statistical uncertainty in the simulations to be below 1%, $N = 10^6$ beta particles were sampled.

Absorbed fractions, $AF(E_i)$, were calculated earlier by Markovic and coworkers. Details of this calculation are given in Markovic et al. (2008), and here, only a short description of the method will be given. Bronchi and bronchioles were modeled according to ICRP66 (1994) as presented in Figs. 1 and 2. Starting points of electrons were randomly generated in the source layers (i.e., fast and slow mucus) in separate simulations, with initial energy E_i . Simulations were performed for initial energies from 10 keV to 10 MeV, with energy steps of 10 keV below 100 keV, 100 keV in the range of 100 keV–1 MeV, and 1 MeV in the range of 1–10 MeV. Evolution of particle tracks was followed with the Monte Carlo particle transport software PENELOPE (Salvat et al. 2006), from the starting point all the way until the particles lost all of their energy. Total energy absorbed by the target was scored. For each starting energy, 10^5 histories were tracked for the calculation of AF, in order to reduce relative error below 1% (Markovic et al. 2008).

$AFs(E_i)$ were obtained by the interpolation of AFs for particular source–target combinations in the energy range from 10 keV up to 10 MeV (Markovic et al. 2008). For the BB region that contains nuclei of both secretory and basal cells, $AFs(E_i)$ were calculated for the following source–target combinations: (a) source: fast mucus layer, target: the layer that contains nuclei of secretory cells; (b) source: slow mucus layer, target: layer that contains nuclei of secretory cells; (c) source: fast mucus layer, target: layer that contains nuclei of basal cells; and (d) source: slow mucus layer, target: layer that contains nuclei of basal cells.

Because the bronchiolar region does not contain any nuclei of basal cells, AFs were calculated for cases where the source is in the fast and slow mucus and the target is the layer that contains nuclei of secretory cells.

Mean absorbed doses in target layers (layers that contain nuclei of secretory and basal cells in the BB region and the layer that contains nuclei of secretory cells in the bb region) were calculated by summing the absorbed energies in these layers and dividing the sum by the mass of the target layer (in MeV/g per particle of radiation).

Doses in target layers of the BB region are the following:

$$\overline{D_{BB}^j} = \frac{\sum_i E_{abs}^{i,j}}{m_{BB}^j} \tag{2}$$

where m_{BB}^j is the mass of the j th sensitive target region (basal or secretory layer) and i denotes the source (fast or slow mucus).

In contrast, the bb region does not contain any basal cells and consequently, the mean dose in (MeV/g per particle of radiation) is as follows:

$$\overline{D_{bb}} = \frac{\sum_i E_{dep}^i}{m_{bb}}, \quad i = \text{fast and slow mucus}, \tag{3}$$

where m_{bb} is the mass of the secretory layer.

Total absorbed dose in the BB region from radionuclide n ($n = {}^{214}\text{Pb}, {}^{214}\text{Bi}, {}^{212}\text{Pb}$, or ${}^{212}\text{Bi}$) was obtained by adding the weighted doses obtained for the basal and secretory layers. The corresponding weighting factors were taken to be 0.5 (ICRP66 1994), and the total dose from nuclide n in the BB region is given by (4).

$$D_{BB}^n = 0.5 \cdot D_{BB}^{\text{Basal},n} + 0.5 \cdot D_{BB}^{\text{Secretory},n} \tag{4}$$

Furthermore, the bronchial, bronchiolar, and alveolar-intestinal regions were each assigned a weighting factor 0.333 (ICRP66 1994). Therefore, total absorbed dose in the tracheobronchial (T–B) region, from nuclide n , is given by (5).

$$D_{T-B, \text{ per radiation particle}}^n = 0.333 \cdot D_{BB}^n + 0.333 \cdot D_{bb}^n \tag{5}$$

To determine DCF, absorbed dose must be recalculated per unit exposure (mGy/WLM) and not per particle of radiation. Unit exposure given in working level month (WLM) corresponds to an exposure time of 170 h in an atmosphere in which radon is present at a concentration of 3,700 Bq/m³ in equilibrium with its progeny. For thoron, the corresponding concentration in the atmosphere is 275 Bq/m³. In order to transform dose per particle to dose per one disintegration, the absorbed dose from (5) is multiplied with the activity concentration, A , deposited in the human lungs and determined for unit exposure conditions (which means per one WLM) and yield

$$D_{T-B}^n = A_i^n \cdot Y \cdot D_{T-B, \text{ per radiation particle}}^n \tag{6}$$

where Y is the yield of beta radiation, which refers to the fraction of emitted electrons per beta decay. For beta decay, the yield is always equal to unity. A is the activity in the i th region (BB or bb) of n th radionuclide (${}^{214}\text{Pb}, {}^{214}\text{Bi}, {}^{212}\text{Pb}$, or ${}^{212}\text{Bi}$).

The absorbed dose is then multiplied by a radiation-weighting factor (w_r) of beta particles, which is equal to one, and summed for all nuclides n to give equivalent dose (ICRP103 2007) (in the unit of mSv/WLM).

$$H = \sum_n w_R \cdot D_{T-B}^n, \quad n = {}^{214}\text{Pb}, {}^{214}\text{Bi}, {}^{212}\text{Pb} \text{ and } {}^{212}\text{Bi} \tag{7}$$

The effective dose is further obtained by multiplying the equivalent dose with the appropriate tissue-weighting factor, which is 0.12 for lung (ICRP103 2007).

$$E = 0.12 \cdot H \tag{8}$$

Effective dose calculated per unit exposure (in mSv/WLM) represents the DCF.

The activities of radionuclides deposited in various regions of the HRT (used in 6) were obtained using the LUNGDOSE software developed by Nikezic and Yu (2001). This software is based on the HRT model introduced in ICRP66 (1994) and includes calculation of the following:

- deposition of monodisperse aerosols in different deposition regions of the HRTM according to the algebraic model of ICRP Publication 66 (ICRP 1994);
- total deposition of polydisperse aerosols for given exposure conditions, where summations were carried out using log-normal distributions of aerosols (see below for parameters of these distributions); and
- equilibrium activities of radon progeny in different clearance regions of the HRT and the total number of emitted particles for given exposure conditions and exposure time. (Here, a set of differential equations describing different relevant processes in each clearance compartment has been developed.)

The input parameters for the program LUNGDOSE.F90 are as follows: breathing rate = 0.78 m³/h; tidal volume = 0.866 l/breath; functional residual capacity = 3,300 ml; equilibrium factor $F = 0.366$ for radon and $F = 0.050$ for thoron; unattached fraction of PAEC $f = 6.2\%$ for radon and $f = 10.12\%$ for thoron; density of unattached particles = 1 g/cm³; density of attached particles = 1.4 g/cm³; shape factors equal 1 and 1.1 for unattached and attached particles, respectively; median diameters (with geometrical standard deviations given in brackets) are 0.9 (1.3) nm, 50 (2) nm, 250 (2) nm, and 1,500 (1.5) nm for unattached, nucleation, accumulation, and coarse modes, respectively. Fractions for attached modes are 0.28, 0.7, and 0.02, for nucleation, accumulation, and coarse modes, respectively. For the best estimated values of Jacobi model parameters, the ratios of radon and thoron progeny are as follows:

- unattached fraction: $F_{218\text{Po}} = 0.16$, $F_{214\text{Pb}} = 0.01$, $F_{214\text{Bi}} = 0.3 \times 10^{-3}$, $F_{216\text{Po}} = 0.98$, $F_{212\text{Pb}} = 0.91 \times 10^{-3}$, $F_{212\text{Bi}} = 0.88 \times 10^{-5}$, $F_{208\text{Tl}} = 0.75 \times 10^{-3}$, and $F_{212\text{Po}} = 0.58 \times 10^{-5}$;

- nucleation mode: $F_{218\text{Po}} = 0.15$, $F_{214\text{Pb}} = 0.050$, $F_{214\text{Bi}} = 0.03$, $F_{216\text{Po}} = 0.87 \times 10^{-3}$, $F_{212\text{Pb}} = 0.70 \times 10^{-2}$, $F_{212\text{Bi}} = 0.20 \times 10^{-2}$, $F_{208\text{Tl}} = 0.76 \times 10^{-3}$, and $F_{212\text{Po}} = 0.13 \times 10^{-2}$;
- accumulation mode: $F_{218\text{Po}} = 0.39$, $F_{214\text{Pb}} = 0.30$, $F_{214\text{Bi}} = 0.22$, $F_{216\text{Po}} = 0.22 \times 10^{-2}$, $F_{212\text{Pb}} = 0.39 \times 10^{-1}$, $F_{212\text{Bi}} = 0.19 \times 10^{-1}$, $F_{208\text{Tl}} = 0.42 \times 10^{-2}$, and $F_{212\text{Po}} = 0.13 \times 10^{-1}$;
- coarse mode: $F_{218\text{Po}} = 0.01$, $F_{214\text{Pb}} = 0.01$, $F_{214\text{Bi}} = 0.008$, $F_{216\text{Po}} = 0.62 \times 10^{-4}$, $F_{212\text{Pb}} = 0.15 \times 10^{-2}$, $F_{212\text{Bi}} = 0.83 \times 10^{-3}$, $F_{208\text{Tl}} = 0.18 \times 10^{-3}$ and $F_{212\text{Po}} = 0.55 \times 10^{-3}$.

PAEC is the acronym of potential alpha energy concentration. It represents the sum of all potential energies of all atoms per m^3 of any combination of radon or thoron progeny. For radon, PAEC can be expressed as follows:

$$\text{PAEC} = E_1 C_{218\text{Po}} + E_2 C_{214\text{Pb}} + E_3 C_{214\text{Bi}}, \quad (9)$$

where C_i are concentrations of the corresponding radon progeny and E_i are corresponding energies of the emitted alpha particles.

The SI unit for PAEC is J/m^3 . Often, the traditional unit of working level (WL) is in use: $1 \text{ WL} = 21 \mu\text{J}/\text{m}^3$. Alternatively, 1 WL is the energy of alpha particles of short-lived radon progeny, which are in secular equilibrium with $3,700 \text{ Bq}/\text{m}^3$ (100 pCi/l) of radon.

For thoron progeny, PAEC is calculated in a similar way:

$$\text{PAEC} = E_2 C_{212\text{Pb}} + E_3 C_{212\text{Bi}}, \quad (10)$$

where concentrations of ^{216}Po and ^{212}Po are not taken into account, due to their large decay constant.

In case of thoron progeny, 1 WL is the alpha particles' energy of progeny which are in secular equilibrium with $275 \text{ Bq}/\text{m}^3$ of thoron.

Initially, LUNGDOSE was designed for radon progeny calculations (Nikezic and Yu 2001). Since the decay schemes and alpha energies are different for ^{222}Rn and ^{220}Rn and their progeny, LUNGDOSE was modified to take into account these differences. The modifications in LUNGDOSE that were performed to calculate equilibrium activities for thoron progeny have already been described in Nikezic and Stevanovic (2007).

Deposition and clearance of inhaled radon and thoron progeny were calculated as recommended in ICRP (1994). Equilibrium activities of radon and thoron progeny in all compartments of the human lungs were obtained as balance between deposition and all clearance mechanisms. They were further used to calculate the number of disintegrations per 1 WL for assumed exposure conditions (for details, see Nikezic and Yu 2001; Nikezic and Stevanovic 2007). In Table 1, radon and thoron progeny equilibrium activities

Table 1 Radon and thoron progeny activities in (Bq/WL) in various regions of HRT

	Radon		Thoron	
	^{214}Pb	^{214}Bi	^{212}Pb	^{212}Bi
BB _{fast}	11.85	14.15	3.18	2.95
BB _{slow}	12.74	15.51	4.50	4.36
BB	24.59	29.66	7.68	7.31
bb _{fast}	42.67	56.35	13.39	12.38
bb _{slow}	44.84	60.51	21.16	20.71
bb	87.51	116.85	34.55	33.09

are presented for various regions of human respiratory tract.

In addition, the DCF dependence on environmental parameters described by Jacobi (1972) was investigated. The original Jacobi model is based on a one-modal distribution of attached progeny. However, some experimental data suggest aerosols' size distribution to be three-modal (Porstendörfer and Reineking 2000), where the nucleation, accumulation, and coarse modes were recognized. Deposition rate of attached progeny is varied for each mode, where ranges of parameter values and best estimate were taken from the study of Nikezic and Stevanovic (2007) and are presented in Table 2.

The input parameters required for the Jacobi model (λ_v , λ_a , λ_d^u , and λ_d^a) and used by LUNGDOSE have been changed one per one in ranges given in Table 2, with different steps in different cases. If one parameter value was changed, the other three parameters have been kept at their best estimates, which are given in Table 2. Ventilation rate, λ_v , was changed with a step of 0.2 h^{-1} ; attachment rate, λ_a , was changed with a step of 20 h^{-1} ; deposition rate of unattached, λ_d^u , was changed with a step of 10 h^{-1} ; and deposition rate of attached, λ_d^a , was changed with a step of 0.05 h^{-1} for all three modes. DCFs were calculated for each of these sampled combinations, and the resulting possible DCF ranges for various values of the Jacobi model parameters are presented below.

Results and discussion

Absorbed dose and DCF from beta emitters in radon and thoron chains

Doses in sensitive HRT layers due to beta particles from radon and thoron progeny were calculated as described above, and the results are given in Table 3.

Summing up the contribution of all radionuclides to total absorbed dose D_{t-b} , the effective dose per unit exposure (DCF) in the $T-B$ region was obtained (Table 4).

Table 2 Jacobi room model parameter ranges and best estimates (Nikezic and Stevanovic 2007)

Parameter	Best estimate (h^{-1})	Parameter range (h^{-1})
λ_v	0.55	0.2–2
λ_a	50	5–500
λ_d^u	20	5–110
λ_d^a nucleation mode	1.2	0.05–1.2
λ_d^a accumulation mode	0.2	0.05–1.2
λ_d^a coarse mode	0.2	0.05–1.2

Table 3 Absorbed doses from beta particles (0.1 MeV/g per particle of radiation) in sensitive HRT regions due to short-lived radon and thoron progeny

	^{214}Pb	^{214}Bi	^{212}Pb	^{212}Bi
$D_{\text{BB Secret}}$	2.03	1.93	1.68	1.87
$D_{\text{BB Basal}}$	1.64	1.68	1.18	1.63
D_{BB}	1.83	1.80	1.43	1.75
D_{bb}	0.161	0.293	0.177	0.304
$D_{\text{t-b}}$	0.664	0.698	0.535	0.683

Table 4 Total absorbed dose from beta particles (mGy/WLM) and DCF (mSv/WLM)

	^{222}Rn progeny	^{220}Rn progeny
$D_{\text{t-b}}$	1.73	0.49
DCF	0.21	0.06

According to these results, the DCFs calculated in sensitive layers are 0.21 mSv/WLM for radon and 0.06 mSv/WLM for thoron beta-active progeny, with relative uncertainty below 1%. In contrast, for alpha particles from radon/thoron progeny, the DCF is between 13 and 15 mSv/WLM, and 4.5 mSv/WLM (Nikezic and Stevanovic 2007), respectively. When comparing absorbed doses for alpha and beta radiation, the difference in the values is not so large. While the total absorbed dose per WLM ($D_{\text{T-B}}$) for alpha particles is 4.12/1.88 mGy/WLM (Nikezic et al. 2006) for radon/thoron progeny, those for beta particles are 1.73 and 0.49 mGy/WLM for radon and thoron progeny (Table 4), respectively, which corresponds to about 40% of alpha dose for radon and about 25% for thoron. This is due to the small relative biological effectiveness of electrons, which is 20 times smaller than that of alpha particles.

Dependence of DCF on some environmental parameters

In addition, the DCF dependence on environmental parameters was also investigated for both radon and thoron

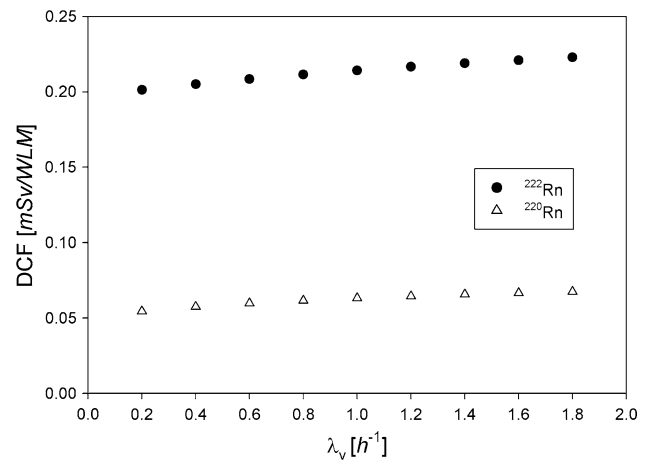


Fig. 3 Dependence of ^{222}Rn and ^{220}Rn DCFs from beta particles on ventilation rate λ_v

progeny. For example, variation of DCF as a function of ventilation rate λ_v is presented in Fig. 3. One can see that DCF slightly increases with ventilation rate. With increasing λ_v , radon and thoron progeny concentrations decrease. Hence, effective dose and PAEC are decreasing with increasing λ_v . Computations show that the decrease in PAEC is greater than the decrease in effective dose, so DCF increases with λ_v . DCF values vary between 0.2013 and 0.2245 mSv/WLM for radon progeny and between 0.0546 and 0.0676 mSv/WLM for thoron progeny.

The DCF dependence for radon/thoron progeny on the attachment rate λ_a is pronounced only for small values of λ_a , until it reaches the best estimated value (Fig. 4). The maximum DCF values are 0.2932 and 0.0719 mSv/WLM for radon and thoron progeny, respectively.

Deposition rate is different for the attached and unattached mode. The DCF dependence on deposition rate (unattached mode) is shown in Fig. 5: The DCF is almost independent on deposition rate of the unattached mode and varies only between 0.201 and 0.223 mSv/WLM for radon progeny. For thoron progeny, DCFs slightly decrease with increasing deposition rate of the unattached mode, from 0.0546 to 0.0676 mSv/WLM.

The DCF dependences on deposition rate of attached progeny for the nucleation, accumulation, and coarse modes are similar for radon and thoron progeny. If deposition rate is varied from 0.05 up to 1.2 h^{-1} , the DCF for radon progeny shows a range of 0.20–0.23 mSv/WLM (Fig. 6), i.e., it changes by up to 15%. A similar behavior of the DCF curves was found for thoron (Fig. 7). The values of the DCF for thoron are smaller than for radon, and their variation is almost 50% for the examined deposition rates.

The influence of the environmentally related parameters described by Jacobi and presented in Figs. 3, 4, 5, 6, and 7

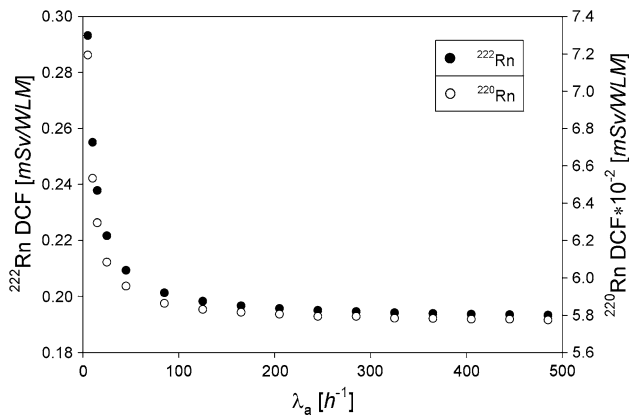


Fig. 4 Dependence of ^{222}Rn and ^{220}Rn DCFs from beta particles on attachment rate λ_a

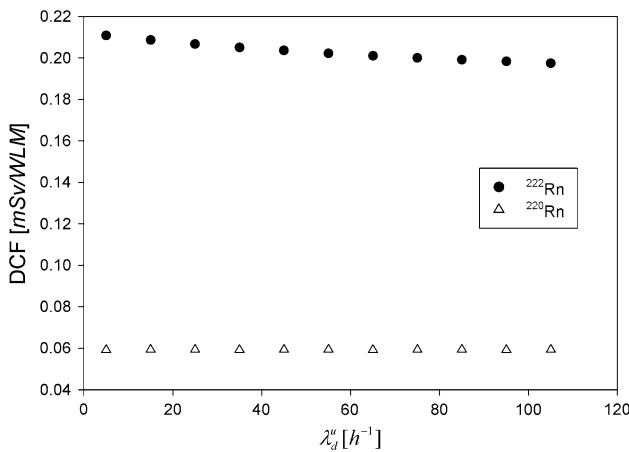


Fig. 5 Dependence of ^{220}Rn and ^{222}Rn DCF from beta particles on deposition rate of unattached progeny λ_d^u

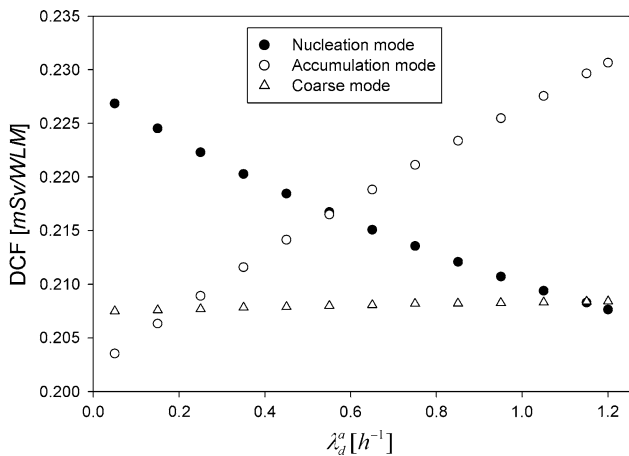


Fig. 6 Dependence of ^{222}Rn DCF from beta particles on deposition rate of attached progeny λ_d^a

is quite significant and can result in variation of DCF values of up to 50%. DCF dependence on the Jacobi parameters cannot be directly shown. DCF was defined as

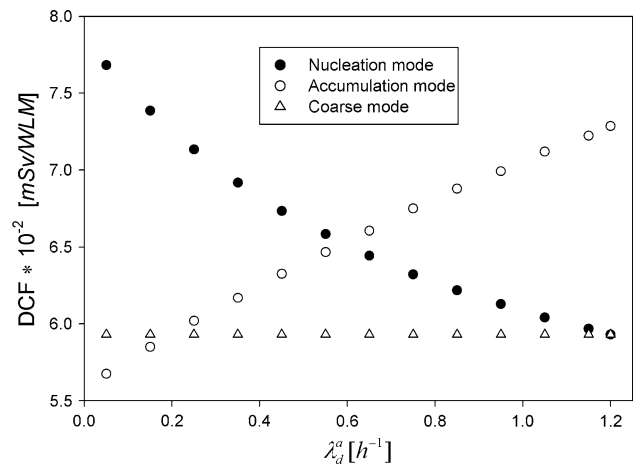


Fig. 7 Dependence of ^{220}Rn DCF from beta particles on deposition rate of attached progeny λ_d^a

the effective dose per unit exposure. Exposure is related to PAEC and time spent in an environment with a given PAEC. To understand how the Jacobi parameters affect DCF, it is crucial to understand its influence on effective dose and PAEC. The relation between these two quantities defines the behavior of DCF.

With an increase in these parameters, PAEC from radon and thoron progeny decreases, except for the attachment rate. When ventilation rate increases, indoor airflow is stronger and progeny remove faster from the room, which reduces their room concentrations. When deposition rates increase, unattached and attached progeny deposit faster on the room wall and their air concentrations are reduced. The deposition rate of the attached fraction is smaller than that of the unattached fraction, and their progeny stay in the room for a longer time and have a better contribution to the PAEC. An increase in the attachment rate increases the PAEC of radon and thoron progeny. This effect is very pronounced for lower attachment rates where DCF suddenly decreases (Fig. 4).

For the nucleation mode, variation of the deposition rate is affecting the effective dose by decreasing it. Changing the rate of effective dose is more pronounced than for PAEC which causes decreases in DCF (Figs. 6, 7). For the accumulation mode, PAEC decreases more rapidly, which results in an increase in DCF for radon and thoron progeny (Figs. 6, 7). Varying the deposition rate of attached progeny for the coarse mode has little effect on DCF because the coarse mode comprises only two percent of all attached modes.

For best estimates of the parameters of the Jacobi model (Table 2), the unattached fraction has a small contribution to DCF and variation of the deposition rate of this fraction has a small influence on the DCF value. For radon progeny with an increase in deposition rate, PAEC decreases more

Table 5 Jacobi room model parameter range and corresponding DCF range for radon and thoron progeny (mSv/WLM)

Parameter	Parameter range (h ⁻¹)	DCF ²²² Rn	DCF ²²⁰ Rn (10 ⁻²)
λ_v	0.2–2	0.201–0.223	(5.46–6.76)
λ_a	5–500	0.293–0.193	(7.19–5.78)
λ_d^u	5–110	0.211–0.197	(5.93–5.94)
λ_d^a nucleation mode	0.05–1.2	0.227–0.208	(7.68–5.93)
λ_d^a accumulation mode	0.05–1.2	0.204–0.231	(5.67–7.29)
λ_d^a coarse mode	0.05–1.2	0.208–0.208	(5.93–5.93)

slowly than effective dose and DCF slowly decreases (Fig. 5). For thoron progeny, this ratio is almost constant.

Table 5 summarizes the values and ranges from Figs. 3, 4, 5, 6, and 7 and gives parameter range values. For radon progeny, the DCF minimal value is 0.1933 mSv/WLM and the DCF reaches a maximum at 0.2932 mSv/WLM, while the corresponding range for thoron progeny is from 0.0546 to 0.0768 mSv/WLM.

Conclusion

Contribution of beta particles from short-lived radon and thoron progeny to DCF has not been determined so far, and it has been intuitively neglected. Here, doses in sensitive layers of the human lungs were calculated and, though smaller in comparison with the corresponding doses due to alpha radiation, doses from beta radiation should not be neglected. The results presented here allow risks of exposure to be quantified and compared. The DCF value for beta-active radon progeny is 0.21 mSv/WLM; thus, it is about 2% of that for alpha-active progeny. For thoron, DCF from beta-active progeny (0.06 mSv/WLM) is about 1.5% of that for alpha-active progeny (4.5 mSv/WLM). For high exposure rates, this value can present a significant radiation hazard.

Variation of Jacobi room parameters showed that knowledge of ²²²Rn/²²⁰Rn concentration is not enough to estimate DCF. The Jacobi parameters affect the DCF value by about 30–35%, for examined parameter ranges. Other parameters that may also influence the DCF were not considered in the present work. In other words, to estimate DCF values, besides radon/thoron concentrations, it is also necessary to know room conditions characterized by Jacobi parameters. The DCFs from beta emitters are few percents when compared with those of alpha emitters, but it might not be neglected and further investigation is needed into influence of beta particles on sensitive layers in human lung.

Acknowledgment This work was supported by the Serbian Ministry of Science through project No 171021.

References

- Darby S, Whitley E, Silcocks P, Thakrar B, Green M, Lomas P, Miles J, Reeves G, Fearn T, Doll R (1998) Risk of lung cancer associated with residential radon exposure in southwest England: a case—control study. *Br J Cancer* 78:394–408
- Eisenbud M, Gesell T (1997) Environmental radioactivity from natural, industrial, and military sources. San Diego, CA, Chapter 6—natural radioactivity
- Fleischer RL (1997) Radon: overview of properties, origin and transport. In: Durrani SA, Ilic R (eds) Radon measurements by etched track detectors, vol 3. World Scientific, Singapore, pp 1–21
- Hendry HJ, Simon LS, Wojcik A, Sohrabi M, Burkart W, Cardis E, Laurier D, Tirmarche M, Hayata I (2009) Human exposure to high natural background radiation: what can it teach us about radiation risks? *J Radiol Protect* 29:A29–A42
- ICRP 32 (1981) Limits for inhalation of radon daughters by workers, vol 6(1). Pergamon Press, Oxford, pp 1–24
- ICRP 66 (1994) Human respiratory model for radiological protection, vol 24(1–3). Pergamon Press, Oxford, pp 1–482
- ICRP 103 (2007) Quantities used in radiological protection, vol 37. Pergamon Press, Oxford, Annex B, pp 247–322
- Jacobi W (1972) Activity and potential α energy of ²²²Rn and ²²⁰Rn daughters in different air atmosphere. *Health Phys* 22:441–450
- Markovic V, Stevanovic N, Nikezic D (2008) Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract. *Radiat Environ Biophys* 47:139–145
- Markovic VM, Krstic D, Nikezic D (2009) Gamma and beta doses in human organs due to radon progeny in human lung. *Radiat Prot Dosim* 135(3):197–202
- NCRP Report no. 93 (1987) Ionizing radiation exposure of the population of the United States. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda
- Nikezic D, Stevanovic N (2007) Room model with three modal distributions of attached ²²⁰Rn progeny and dose conversion factor. *Radiat Prot Dosim* 123:95–102
- Nikezic D, Yu KN (2001) Microdosimetric calculations of absorption fraction and the resulting dose conversion factor for radon progeny. *Radiat Environ Biophys* 40:207–211
- Nikezic D, Lau BMF, Stevanovic N, Yu KN (2006) Absorbed dose in target cell nuclei and dose conversion coefficient of radon progeny in the human lung. *J Environ Radioact* 89:18–29
- Nikezic D, Markovic VM, Krstic D, Yu PKN (2010) Doses in human organs due to alpha, beta and gamma radiations emitted by thoron progeny in the lung. *Radiat Prot Dosim* 141(4):428–431
- Porstendörfer J (1991) Tutorial lessons: properties and behavior of radon and thoron and their decay products in the air. In: Proceedings of IV International Symposium on the Nat Radiat Environ, Austria
- Porstendörfer J, Reineking A (2000) Radon characteristics related to dose for different living places of the human. *Proceed. IRPA10*,

- T-9-1. In: Proceedings of the tenth congress of the international radiation protection association, Hiroshima, Japan
- Ramachandran TV, Sahoo BK (2009) Thoron (^{220}Rn) in the indoor environment and work places. *Indian J Phys* 83(8):1079–1098
- Salvat F, Fernández-Varea JM, Sempau J (2006) PENELOPE–2006 a code system for monte carlo simulation of electron and photon transport. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux
- Steinhausler F (1996) Environmental ^{220}Rn . A review. *Environ Int* 22(1):S1111–S1123
- UNSCEAR Report (2000) Sources and effects of ionizing radiation. Volume I: Sources; Volume II: Effects, United Nations scientific committee on the effect of atomic radiation, 2000 report to general assembly, with scientific annexes. United Nations sales, United Nations, New York, Publication E.00.IX.3 and E.00.IX.4
- UNSCEAR Report (2006) Effects of ionizing radiation, United Nations scientific committee on the effects of atomic radiation, UNSCEAR 2006 report to the general assembly, with scientific annexes. United Nations, New York, Volume II: Scientific annex E
- Urosevic V, Nikezic D, Vulovic S (2008) A theoretical approach to indoor radon and thoron distribution. *J Environ Radioact* 99:1829–1833
- Yamasaki T, Guo Q, Iida T (1995) Distributions of thoron progeny concentrations in dwellings. *Radiat Prot Dosim* 59:135–140
- Yu KN, Lau BMF, Nikezic D (2006) Assessment of environmental radon hazard using human respiratory tract models. *J Hazard Mater* 132:98–110
- Zhuo W, Iida T, Morizumi J, Aoyagi T, Takahashi I (2001) Simulation of the concentrations and distributions of indoor radon and thoron. *Radiat Prot Dosim* 93:357–368

Doses from radon progeny as a source of external beta and gamma radiation

V. M. Markovic · D. Krstic · D. Nikezic ·
N. Stevanovic

Received: 4 July 2011 / Accepted: 17 March 2012 / Published online: 13 July 2012
© Springer-Verlag 2012

Abstract Great deal of work has been devoted to determine doses from alpha particles emitted by ^{222}Rn and its progeny. In contrast, contribution of beta particles and following gamma radiation to total dose has mostly been neglected so far. The present work describes a study of the detriment of ^{222}Rn progeny for humans due to external exposure. Doses and dose conversion factors (DCFs) were determined for beta and gamma radiation in main organs and remainder tissue of the Oak Ridge National Laboratory phantom, taking into account ^{222}Rn progeny ^{214}Pb and ^{214}Bi distributed in the middle of a standard or typical room with dimensions 4 m × 5 m × 2.8 m. The DCF was found to be 7.37 $\mu\text{Sv/WLM}$. Skin and muscle tissue from remainder tissue receives largest dose. Beta and gamma radiation doses from external exposure were compared with alpha, beta, and gamma doses from internal exposure where the source of radioactivity was the lungs. Total doses received in all main organs and remainder tissues were obtained by summing up the doses from external and internal exposure and the corresponding DCF was found to be 20.67 $\mu\text{Sv/WLM}$.

Keywords Radon · Dose · Beta · Gamma · DCF

Introduction

Inhalation of the short-lived radon decay products (^{218}Po , ^{214}Pb , $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$) in homes, in the outdoor atmosphere, and

at work places contribute the largest fraction to the natural radiation exposure of man (NCRP 1987; ICRP 1981).

Radon or rather its decay products are known to represent a risk of lung cancer when inhaled. Additional potential hazards to tissues other than lungs are also recognized. Dose calculations suggest that the ingestion of water that contains high levels of radon can lead to a significant risk of stomach cancer (NRC 1999). There is also indication that deposition of radon decay products may, under certain circumstances, lead to significant doses to sensitive cells in the skin, again with cancer as a possible consequence (NRPB 1997). A review of risks from radon and its decay products, albeit with emphasis on the lung, has been given elsewhere (NRPB 2000; UNSCEAR 2006).

Besides alpha radiation from ^{218}Po and ^{214}Po , beta and following gamma radiation are produced during the decay of radon progeny. More specifically, ^{214}Pb and ^{214}Bi are short-lived radon progeny, which decay with subsequent emission of beta particles followed by intensive gamma radiation. The beta particles produced show continuous energy spectra with energies up to about 3.3 MeV, and they are much more penetrating than alpha particles. Due to the long range of beta particles and the subsequent gamma radiation, not only the sensitive target layers of the human respiratory tract (HRT) but also the whole lungs and all other organs of the human body are exposed when radon was inhaled. Gamma and beta doses to all organs including lungs due to inhaled radon and thoron progeny were calculated recently (Markovic et al. 2009; Nikezic et al. 2010).

In addition to inhaled radionuclides, those distributed in indoor atmospheres can also contribute to total dose. This contribution could be significant since the potential alpha energy concentration (PAEC) in indoor air is larger than in the lungs. In other words, a greater number of beta and gamma particles decay in the air and thus could deliver a

V. M. Markovic · D. Krstic · D. Nikezic (✉) · N. Stevanovic
Department of Physics, Faculty of Science,
University of Kragujevac, R. Domanovic 12,
34000 Kragujevac, Serbia
e-mail: nikezic@kg.ac.rs

larger dose to the organs of the human body when compared to the dose delivered from beta and gamma particles produced in the lungs. For this reason, calculation of doses and determination of dose conversion factors (DCFs), which relate dose with exposure, from radon progeny present in the atmosphere of dwellings was performed in this paper.

Materials and methods

Behavior of radon and its progeny in dwellings is described by parametric differential equations (Jacobi 1972). The room model used takes into account radioactive decay, removal by ventilation, attachment, and deposition. Parameters that describe these processes are decay constants λ_i , ventilation rate λ_v , attachment rate λ_a , and deposition rates of unattached and attached progeny λ_d^u, λ_d^a , respectively, (given in s^{-1} , or traditionally in h^{-1}) (Eqs. 1 and 2):

$$\frac{\partial N_i^u}{\partial t} = \lambda_i N_{i-1}^u + p_{i-1} \lambda_i N_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u) N_i^u \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_i^a}{\partial t} = \lambda_a N_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i N_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a) N_i^a \quad (2)$$

where the superscripts u and a stand for airborne-unattached and aerosol-attached ^{222}Rn progeny within a reference room, p_{i-1} is the associated recoil factor or the desorption probability of the i -th daughter due to the decay of its attached precursor $i - 1$ ($p_{i-1} = 0.8$ in the case of alpha-emissions and $p_{i-1} = 0$ for β -emissions), and N_i describes the progeny concentrations. Note that for the noble gas ^{222}Rn ($i = 0$), $N_0 = N_0^u$ and $N_0^a = N_0^d = 0$, and that for each ^{222}Rn progeny i , its airborne concentration is then $N_i = N_i^u + N_i^a$.

To characterize any real situation of indoor air, it must be taken into account that the rate constants in Eqs. 1 and 2—in contrast to the radioactive decay constants which are physical constants and as such do not depend on circumstances—are highly dependent upon enclosure geometry, aerosol concentration, air movement, ambient conditions as well as inhabitant activities.

Experimental determination of the Jacobi room parameters is very difficult because they depend on time and many environmental factors. For example, several authors described techniques for measuring deposition and ventilation rate (Mishra et al. 2009; Posner et al. 2003). They recommend deposition rate in dwellings to be measured for a period of 90 days. Ventilation rate was only measured in sub-scaled models of dwellings and had to be extrapolated to real dwellings. These are just examples that demonstrate that room parameters are not easy to be determined.

Instead, it is more convenient to use estimated values which were averaged over a number of measurements performed in many studies. Table 1 summarizes the typical range of values of indoor ventilation, aerosol-attachment, and surface deposition (aerosol-attached and airborne-unattached) rates (Amagarou et al. 2003).

The steady-state solutions of Eqs. 1 and 2—neglecting the outdoor airborne-unattached and aerosol-attached concentrations since they are much smaller than those indoors—that describe the partitioning of ^{222}Rn progeny concentrations within a reference room are given by Eqs. 3 and 4:

$$C_i^u = \frac{\lambda_i (C_{i-1}^u + p_{i-1} C_{i-1}^a)}{\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u} \quad (3)$$

$$C_i^a = \frac{\lambda_a C_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i C_{i-1}^a}{\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a} \quad (4)$$

To calculate DCFs from exposure to airborne progeny atoms, one needs to know absorbed doses in the human body and activities of the airborne progeny nuclides present in the room atmosphere. According to the Jacobi room model, (Jacobi 1972), these activities refer to fraction of airborne-unattached, C_i^u , and airborne-attached, C_i^a , progeny atoms. This fraction is calculated using the mean values of the parameters given in Table 1. An indoor radon concentration $3,700 \text{ Bq/m}^3$ is considered to correspond to unit exposure.

Activity concentrations of radon progeny [in Bq/m^3 per one working level (WL)] and their fractions of radon concentrations were presented in Table 2 (the definition of WL is given below).

For the determination of effective dose (E), a relationship between the radon progeny exposure in working level months (WLM; see definition below) and effective dose in mSv, the so-called DCF, is needed:

Table 1 Parameters of the Jacobi room model (given in h^{-1})

Parameter	Symbol	Range	Mean values
Ventilation	λ_v	0.2–2	0.55
Aerosol attachment	λ_a	5–500	50
Unattached plate-out	λ_d^u	5–110	20
Attached plate-out	λ_d^a	0.05–1.1	0.2

Table 2 Activity concentration of radon progeny [in Bq/m^3 per one working level (WL)] and their fractions

	$C_{214\text{Pb}}$	$C_{214\text{Bi}}$	$f_{214\text{Pb}}$	$f_{214\text{Bi}}$
Unattached	50.10	1.46	0.0135	3.93×10^{-4}
Attached	1327.17	1004.71	0.359	0.271

$$DCF = \frac{E}{PAEC \cdot t}, \tag{5}$$

where t is the time of exposure to radon progeny with a given PAEC in the atmosphere.

When a DCF is to be calculated by any dose model, the activity size distribution in terms of the potential alpha energy concentration (PAEC) is an important input parameter. PAEC represents the sum of all potential energies of all atoms per m^3 of any combination of radon progeny. It can be expressed as:

$$PAEC = E_1 C_{218Po} + E_2 C_{214Pb} + E_3 C_{214Bi}, \tag{6}$$

where C_i are the concentrations of the corresponding radon progeny, and E_i are the corresponding energies of the emitted alpha particles.

The SI unit for PAEC is J/m^3 . Historically, a frequently used PAEC unit is the working level (WL): $1 \text{ WL} = 21 \mu J/m^3$. Alternatively, 1 WL is the energy of alpha particles emitted by short-lived radon progeny which are in secular equilibrium with $3,700 \text{ Bq}/m^3$ of radon.

If PAEC is multiplied with the time spent in an atmosphere with the given PAEC, then the exposure to radon progeny is calculated. The SI unit for exposure is $J s/m^3$. Note that traditionally the unit WLM (working level month) is used, which is equal to an exposure for 173 h in an atmosphere in which the radon concentration of $3,700 \text{ Bq}/m^3$ is in equilibrium with its short-lived progeny. $1 \text{ WLM} = 12.69 \text{ J} \cdot \text{s}/m^3$.

To calculate absorbed dose (in MeV/g per one particle of radiation) in all main organs and the remainder tissue of the human body, (ICRP 103 2007), the MCNP Monte Carlo code was used. The human body was described using the ORNL (Oak ridge National Laboratory) analytical model of the human body (Eckerman et al. 1996). In this model, all organs of the human body are represented by analytical equations of various three-dimensional geometrical bodies. The MCNP-5 (A General Monte Carlo N-Particle Transport Code) software allowed transport of neutron, photon, and electron particles through arbitrary material and geometry (Monte Carlo Team 2003).

According to (Eckerman et al. 1996), the ORNL human phantom consists of three types of tissues, i.e., skeletal, lung, and soft tissue, with different densities and elemental compositions. All equations for organs of a male and female phantom, with additional relevant information (elemental composition, volume, mass, etc.), were programmed in input files for the MCNP code (Krstic and Nikezic 2007). By combining surfaces, MCNP forms cells representing various organs. Two different input files were created (Krstic 2011): adult male and adult female available for download on the following webpage (<http://www.pmf.kg.ac.rs/radijacionafizika/InputFiles.html>)

(Goorley 2011). In (Krstic and Nikezic 2007), the corresponding longitudinal and transversal cross-sections of the adult male and female phantoms are shown (Figs. 1 and 2 of the quoted reference).

These phantoms were placed in the middle of a standard or typical room with dimensions $4 \text{ m} \times 5 \text{ m} \times 2.8 \text{ m}$, (Koblinger 1978, 1984; Markkanen 1995). Using the MCNP, software simulations were performed for beta particles and gamma radiation from ^{214}Pb and ^{214}Bi , with starting positions randomly generated in the volume of the room, since distribution of radon and its progeny in the room was taken to be uniform (Urosevic et al. 2008).

The spectra of the β^- particles and gamma radiation from ^{214}Pb and ^{214}Bi used in the present work have been already published in (Markovic et al. 2009). Particle energy was sampled using random methods incorporated in MCNP. In order to simulate emission of a whole spectrum of β^- particles and gamma radiation, 10^8 “histories” were created. This number was large enough to ensure that the relative (statistical) uncertainty did not exceed a few percents, in the simulations. As a result of the computations, mean absorbed doses per one particle in tissue T were obtained ($\overline{D_{T,R}^n}$), for radiation type R (beta, gamma) for the room atmosphere as a source, and for the adult male and female ORNL phantoms.

To estimate a DCF in mSv/WLM, the following recalculation had to be done: The indoor activities A_n of radon progeny calculated from the Jacobi model that are required for this recalculation are given in Table 1. Since $\overline{D_{T,R}^n}$ obtained in the simulations is normalized to one particle of radiation, to derive absorbed dose per one WLM one needs to know the yield Y_R^n of each type of radiation. While the yield of β^- radiation is 1, the yield of photons from ^{214}Pb decay is 0.98, and that from ^{214}Bi decay is 1.37 (Table of radioactive isotopes 2011). Using the data for activity, yield, and $\overline{D_{T,R}^n}$, the absorbed dose $D_{T,R}^n$ per WLM for different types of radiation R (β or γ) and nuclide n (^{214}Pb or ^{214}Bi) in organ T of the human body were obtained as:

$$D_{T,R}^n = \overline{D_{T,R}^n} \cdot A_n \cdot Y_R^n \tag{7}$$

Equivalent dose H_T in organ T was obtained as:

$$H_T = \sum_n \sum_{R=\beta,\gamma} w_R D_{T,R}^n, \tag{8}$$

where w_R is radiation weighting factor whose values for β^- and γ radiation are equal to 1. Summation over n was done to include contribution from ^{214}Pb and ^{214}Bi .

After obtaining the equivalent dose for the main organs and remainder tissue of the male and female ORNL phantoms, effective dose (ICRP 103 2007) was calculated as:

$$E = w_{breasts} H_{breasts} + \sum_T w_T \frac{H_{T,m} + H_{T,f}}{2}, \tag{9}$$

where $H_{T,m}$ and $H_{T,f}$ represent equivalent doses for the male and female phantoms, respectively, and w_T are tissue weighting factors taken from (ICRP 103, ICRP 2007). Equations 8 and 9 provide equivalent and effective doses; if calculated per unit exposure, they represent DCFs.

From the above calculations, effective dose per one WLM from beta and gamma radiation of radon progeny was determined.

Results

Absorbed doses in all main organs and remainder tissue of the adult male and female ORNL phantoms from beta and gamma radiation due to radon progeny distributed in the atmosphere of the room are calculated as described above from Eq. 7. Absorbed doses are presented for beta particles in Table 3 and for gamma radiation in Table 4.

Doses from gamma radiation are mostly homogeneously distributed in the organs of the male and female phantoms. Due to its high penetrating abilities, gamma radiation is able to pass through the whole human body and deposit energy within the whole volume of the phantoms. In contrast, beta particles induce the largest dose in the skin. Remainder tissue, female breasts, bone surface, and bone marrow receive a large dose in comparison with other organs. Beta particles lose their energy within the human tissue more rapidly than gamma radiation, which explains the dose distribution shown in Table 3. Note that the maximum energy of beta particles from ^{214}Pb decay is 1,024 keV, while that from ^{214}Bi decay is 3,272 keV. In addition, gamma radiation from ^{214}Bi decay shows a greater energy with gamma lines up to 3.3 MeV than that from ^{214}Pb decay. Therefore, the absorbed dose received

from radiation emitted by ^{214}Bi is much greater, and in some cases even by one order of magnitude.

The equivalent dose from external sources for some organs was obtained by use of Eq. 8; they are presented in Table 5. Note that the radiation weighting factors for gamma and beta radiation are 1. For this reason, values for the equivalent dose equal those for the absorbed dose. For comparison, Table 5 also shows beta and gamma equivalent doses per unit exposure from inhaled radon progeny (Markovic et al. 2009).

The highest equivalent doses from indoor radon progeny are calculated for skin and female breasts. This result is expected when considering the conditions of irradiation. For the skin, comparison with equivalent doses from alpha emitters deposited in the skin can provide some useful information about the contribution of beta and gamma radiation to total skin dose. Many studies already investigated the doses of non-protected parts of the skin (skin of face and neck) where the doses were calculated usually based on the action level activity concentration in air of 200 Bq/m³. In this case, the range of the annual equivalent dose to the skin is from 17 to 170 mSv/year (Eatough and Henshaw 1992) with a mean value of 25 mSv/year (Kendall and Smith 2002; Tempfer et al. 2010). This corresponds to 125 $\mu\text{Gy}/\text{year}$ of exposed skin of the face and neck, for an activity concentration in air of 20 Bq/m³ (BEIR VI 1999). For skin of all other regions, the annual equivalent dose was estimated to be about 7.5 $\mu\text{Gy}/\text{year}$, which corresponds to an annual effective dose of 1.5 mSv/year (BEIR VI 1999). In the present work, the whole region of skin was assumed to be equally exposed to external radiation. This corresponds to skin irradiation conditions of the face and neck. The annual equivalent dose from the present work can be determined from the equivalent dose

Table 3 Absorbed doses in human organs of the adult male and female ORNL phantoms from β^- radiation of ^{214}Pb and ^{214}Bi distributed in standard room (given in $\mu\text{Gy}/\text{WLM}$)

$\mu\text{Gy}/\text{WLM}$	^{214}Pb β^-	^{214}Pb β^-	^{214}Bi β^-	^{214}Bi β^-
	Male	Female	Male	Female
Lung	3.6×10^{-3}	2.0×10^{-3}	2.5×10^{-2}	1.6×10^{-2}
Skin	84.4	71.5	370.8	312.1
Liver	6.5×10^{-3}	3.8×10^{-3}	4.0×10^{-2}	3.6×10^{-2}
Stomach	1.5×10^{-3}	1.5×10^{-4}	4.0×10^{-3}	9.2×10^{-3}
Bladder	5.7×10^{-4}	8.4×10^{-5}	1.3×10^{-3}	4.3×10^{-3}
Testes/ovaries	1.0×10^{-4}	1.0×10^{-6}	3.4×10^{-2}	1.0×10^{-4}
Esophagus	3.0×10^{-4}	2.0×10^{-4}	1.0×10^{-3}	5.0×10^{-4}
Colon	2.0×10^{-3}	1.7×10^{-3}	6.8×10^{-3}	1.4×10^{-2}
Thyroid	2.0×10^{-4}	1.1×10^{-4}	7.9×10^{-2}	8.2×10^{-2}
Bone surface	1.8×10^{-2}	1.4×10^{-2}	0.80	1.00
Bone marrow	1.1×10^{-2}	9.4×10^{-3}	0.63	0.80
Brain	4.0×10^{-3}	5.5×10^{-3}	4.5×10^{-2}	3.8×10^{-2}
Breasts		8.8×10^{-3}		2.7
Remainder	1.6	1.2	24.2	18.3

Table 4 Absorbed doses in human organs of the adult male and female ORNL phantoms from γ radiation of ^{214}Pb and ^{214}Bi distributed in standard room (given in $\mu\text{Gy/WLM}$)

$\mu\text{Gy/WLM}$	^{214}Pb gamma		^{214}Bi gamma	
	Male	Female	Male	Female
Lung	6.1×10^{-3}	6.1×10^{-3}	2.4×10^{-2}	2.3×10^{-2}
Skin	3.8×10^{-3}	4.7×10^{-3}	1.3×10^{-2}	1.6×10^{-2}
Liver	2.8×10^{-3}	2.9×10^{-3}	1.1×10^{-2}	1.1×10^{-2}
Stomach	3.1×10^{-3}	3.7×10^{-3}	1.3×10^{-2}	1.4×10^{-2}
Bladder	2.7×10^{-3}	2.8×10^{-3}	1.0×10^{-2}	1.1×10^{-2}
Testes/ovaries	3.0×10^{-3}	2.7×10^{-3}	1.1×10^{-2}	1.0×10^{-2}
Esophagus	2.4×10^{-3}	2.7×10^{-3}	1.0×10^{-2}	1.1×10^{-2}
Colon	2.5×10^{-3}	2.5×10^{-3}	1.0×10^{-2}	1.0×10^{-2}
Thyroid	1.4×10^{-3}	2.7×10^{-3}	5.2×10^{-3}	1.0×10^{-2}
Bone surface	3.8×10^{-3}	4.0×10^{-3}	1.1×10^{-2}	1.2×10^{-2}
Bone marrow	3.8×10^{-3}	4.2×10^{-3}	1.1×10^{-2}	1.2×10^{-2}
Brain	3.3×10^{-3}	3.4×10^{-3}	1.3×10^{-2}	1.3×10^{-2}
Breasts		3.6×10^{-3}		1.3×10^{-2}
Remainder	2.6×10^{-3}	2.7×10^{-3}	1.0×10^{-2}	1.1×10^{-2}

Table 5 Total gamma and beta equivalent dose from ^{214}Pb and ^{214}Bi per WLM in main organs and remainder tissue of the ORNL adult male and female phantoms, due to external (this work) and internal exposure (Markovic et al. 2009) (in $\mu\text{Sv/WLM}$)

$\mu\text{Sv/WLM}$	External source (this work)		Lung as a source (Markovic et al. 2009)	
	Male	Female	Male	Female
Lung	5.8×10^{-2}	4.7×10^{-2}	89.1	128.0
Skin	455.2	383.6	0.20	0.16
Liver	6.0×10^{-2}	5.4×10^{-2}	0.70	0.96
Stomach	2.1×10^{-2}	2.7×10^{-2}	0.52	0.34
Bladder	1.5×10^{-2}	1.8×10^{-2}	2.61×10^{-2}	2.54×10^{-2}
Testes/ovaries	4.8×10^{-2}	1.3×10^{-2}	1.00×10^{-2}	5.03×10^{-2}
Esophagus	1.4×10^{-2}	1.4×10^{-2}	1.21	1.08
Colon	2.1×10^{-2}	2.8×10^{-2}	7.76×10^{-2}	8.19×10^{-2}
Thyroid	8.5×10^{-2}	9.5×10^{-2}	0.15	0.21
Bone surface	0.83	1.00	0.25	0.27
Bone marrow	0.66	0.83	0.41	0.38
Brain	6.5×10^{-2}	6.0×10^{-2}	2.91×10^{-2}	2.27×10^{-2}
Breasts		2.76		0.78
Remainder	25.85	19.59	0.48	0.36

per unit exposure given in Table 5, taking into account an action level concentration of 200 Bq/m^3 . With this concentration, the annual equivalent dose from external exposure to beta and gamma particles as calculated in the present work is 1.27 and 1.07 mSv/year for male and female, respectively. This value is about the same as the alpha particles equivalent dose from deposited radon progeny on covered parts of the skin.

It is interesting to note that the remainder tissue receives the second largest dose after the skin. A detailed analysis showed that muscle tissue which is part of the remainder tissue receives most of the equivalent dose, i.e., 232.57 and 195.74 $\mu\text{Sv/WLM}$ for male and female phantoms, respectively, for the investigated conditions of irradiation. In the

ORNL phantoms, muscle tissue fulfills the space below the skin, so that beta particles deposit their energy mostly there. By inspection of the data in Table 5, it can be seen that equivalent doses from indoor radon progeny are smaller than those from inhaled radon progeny when the transport of radon progenies within the human body is neglected. Only a small fraction of beta particles and gamma radiation that are emitted within a room actually hits the human body. Most of radiation is absorbed in the air and the walls of the room and, thus, simply skip the body as a target.

Effective dose from beta and gamma radiation from radon progeny distributed homogeneously in the room calculated from Eq. 9 is $7.37 \mu\text{Sv/WLM}$.

Conclusion

Equivalent doses from radon progeny distributed in the atmosphere of a room are presented in Tables 3 and 4. Skin and muscle tissue from remainder are most exposed. The DCF is calculated to be 7.37 $\mu\text{Sv/WLM}$. For comparison, the DCF from radon progeny distributed in the lung is 13.3 $\mu\text{Sv/WLM}$. Considering both external and internal ways of exposure, total effective dose from beta decay of radon progeny ^{214}Pb and ^{214}Bi is 20.67 $\mu\text{Sv/WLM}$. Table 6 gives total equivalent doses in all main organs and remainder tissue from both external and internal exposure. Muscle tissue is added to the list of organs since it receives largest equivalent dose, although it is actually part of the remainder tissue. The brain also receives a large beta and gamma radiation dose in comparison with other organs and tissues, which receive far less beta and gamma radiation dose.

In order to get a full picture of human organs exposure, it is necessary to take into account all possible ways of exposure. The organs of the human body can be exposed to alpha particles from decay of radon progeny, which are localized within those organs. After inhalation, a certain number of progeny atoms are subsequently transported to all organs of the human body. Calculation of absorbed doses for this type of exposure involves biokinetic modeling of radon progeny transport through the human body. Al-Jundi and coworkers used biokinetic and dosimetric models for calculation of the inhalation doses from radon progeny (Al-Jundi et al. 2011). As a result, they provided inhalation dose coefficients in Sv/Bq determined for

Table 6 Total equivalent doses from decay of ^{214}Pb and ^{214}Bi (in $\mu\text{Sv/WLM}$); note: muscle tissue is part of the remainder tissue but is shown here also separately

$\mu\text{Sv/WLM}$	Male	Female
Lung	89.16	128.37
Skin	146.29	383.80
Liver	0.76	1.01
Stomach	0.54	0.36
Bladder	0.04	0.04
Testes/ovaries	0.06	0.06
Esophagus	1.23	1.09
Colon	0.10	0.11
Thyroid	0.23	0.31
Bone surface	1.08	1.27
Bone marrow	1.06	1.20
Brain	0.10	0.08
Breasts		3.54
Remainder	26.34	19.95
Muscle tissue	232.84	196.05

Table 7 Comparison of beta and gamma equivalent doses for internal and external sources of radiation (this work) with alpha particles equivalent doses from progeny distributed in various organs (Al-Jundi et al. 2011; Kendall and Smith 2002)

$\mu\text{Sv/WLM}$	Beta and gamma doses (this work)	Alpha doses (Al-Jundi et al. 2011)	Alpha doses (Kendall and Smith 2002)
Lung	108.77	124.03×10^3	147.29×10^3
Skin	265.05	11.03	–
Liver	0.89	63.24	42.97
Stomach	0.45	114.55	78.79
Bladder	0.04	67.41	20.45
Testes	0.06	6.17	–
Ovaries	0.06	10.93	–
Esophagus	1.16	–	–
Colon	0.11	–	21.86
Thyroid	0.27	11.19	–
Bone surface	1.18	210.05	176.59
Bone marrow	1.13	188.18	29.59
Brain	0.09	11.03	14.15
Breasts	1.77	12.03	15.20
Remainder	23.15	24.90×10^3	–
Muscle tissue	214.44	–	15.01

exposure to alpha particles from radon progeny deposited in various organs. Similar results were published by Kendall and Smith earlier (Kendall and Smith 2002). In order to compare the alpha particles equivalent doses from (Al-Jundi et al. 2011) and (Kendall and Smith 2002) with the beta and gamma radiation equivalent doses obtained in the present work, additional calculations were needed. Firstly, the equivalent dose per activity in Sv/Bq has to be converted to equivalent dose per potential alpha energy in Sv/J. These converted doses of each progeny must then be weighted by the fractions of potential alpha energy and then summed up (Al-Jundi et al. 2011, Kendall and Smith 2002). The resulting values are presented in Table 7 taking the male and female averaged equivalent doses from Table 6 into account.

Compared to the DCF of alpha particles that is about 15 mSv/WLM (Al-Jundi et al. 2011), the value of 7.37 $\mu\text{Sv/WLM}$ obtained in the present work is small. The main way of exposure to alpha particles is by inhalation where the dose is limited mostly to the lungs, with deposition on the skin being an exception. If the dose to the lungs is excluded, the effective dose per unit exposure would be only about 0.8 mSv/WLM (Al-Jundi et al. 2011). In this case, the difference between the alpha and beta-gamma effective doses considering both external and internal exposure, which is 20.67 $\mu\text{Sv/WLM}$, is not so tremendous, i.e., just a factor of about forty. If one compares absorbed doses instead of equivalent doses and leaves

out the radiation weighting factor of 20 for alpha particles, it can be seen that the difference is about a factor of 2. Note, however, that alpha equivalent doses to organs other than skin and muscle tissue are larger those from beta and gamma radiation emitted by radon progeny. Exception is the skin where beta and gamma equivalent doses are forty times higher, and muscle tissue where they are more than ten times higher. On the other hand, the skin can also be exposed to deposited alpha emitters where beta and gamma equivalent dose is about the same as the alpha equivalent dose for covered parts of the skin. It is noted that there is a minor disagreement between alpha particle equivalent doses to red bone marrow as provided in (Al-Jundi et al. 2011) and (Kendall and Smith 2002).

In the present work, doses from beta and gamma radiation from radon progeny distributed in the atmosphere of dwellings were quantified and presented. Compared to alpha doses from inhaled radon progeny, beta and gamma radiation doses from inhaled progeny and progeny distributed in the air for most of the organs can be neglected. However, doses in muscle tissue are mostly from external gamma and beta radiation. Skin dose from beta and gamma radiation is much greater than that from alpha particles from inhaled progeny. Progeny atoms deposited directly on the skin contribute mostly to skin doses. Alpha equivalent doses from deposited progeny are about ten times greater than beta and gamma equivalent doses from airborne progeny. For a complete comparison, beta and gamma equivalent doses from progeny deposited on the skin are also necessary. This calculation will be the aim of further investigation. Total exposure from internal and external sources was determined, equivalent doses were presented, and the DCF was estimated to be 20.67 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$.

Acknowledgment This work was supported by the Serbian Ministry of Science, through project No. 171021.

References

- Al-Jundi J, Li WB, Abusini M, Tschiersch J, Hoeschen C, Oeh U (2011) Inhalation dose assessment of indoor radon progeny using biokinetic and dosimetric modeling and its application to Jordanian population. *J Environ Radioact* 102:574–580
- Amgarou K, Font L, Baixeras C (2003) A novel approach for long-term determination of indoor ^{222}Rn progeny equilibrium factor using nuclear track detectors. *Nucl Instrum Meth Phys Res A* 506:186–198
- BEIR VI (1999) Health effects of exposure to radon: BEIR VI, Committee on Health Risks of Exposure to Radon, National Research Council, National academy press, Washington, DC
- Eatough JP, Henshaw DL (1992) Radon and thoron associated dose to the basal layer of the skin. *Phys Med Biol* 37(4):955–967
- Eckerman KF, Cristy M, Ryman JC (1996) The ORNL mathematical phantom series. Available on <http://ordose.ornl.gov/resources/Mird.pdf>. Accessed 14 June 2011
- Goorley T (2011) MCNP Medical Physics Geometry Database. Los Alamos National Laboratory. Available at: http://mcnp-green.lanl.gov/publication/pdf/MP_DataBase_March2008-LA-UR-08-2113-release.pdf. Accessed 6 April 2011
- ICRP (1981) Limits for inhalation of radon daughters by workers. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 32. Pergamon Press, Oxford, 6(1):1–24
- ICRP 103 (2007) Quantities used in radiological protection. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 103, Pergamon Press, Oxford, Annex B. 37:247–322
- Jacobi W (1972) Activity and potential α energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn daughters in different air atmosphere. *Health Phys* 22:441–450
- Kendall GM, Smith TJ (2002) Doses to organs and tissues from radon and its decay products. *J Radiol Prot* 22:389–406
- Koblinger L (1978) Calculation of exposure rates from gamma sources in walls of dwelling rooms. *Health Phys* 34:459–463
- Koblinger L (1984) Mathematical models of external gamma radiation and congruence of measurements. *Radiat Prot Dosim* 7:227–234
- Krstic D (2011) Input files with ORNL-mathematical phantoms of the human body for MCNP-4b, Available on <http://www.pmf.kg.ac.rs/radijacionafizika/InputFiles.html>. Accessed 6 April 2011
- Krstic D, Nikezic D (2007) Input files with ORNL mathematical phantoms of the human body for MCNP-4B. *Comput Phys Commun* 176:33–37
- Markkanen M (1995) Radiation dose assessments for materials with elevated natural radioactivity, STUK-B-STO 32, Finnish centre for radiation and nuclear safety, Helsinki
- Markovic VM, Krstic D, Nikezic D (2009) Gamma and beta doses in human organs due to radon progeny in human lung. *Radiat Prot Dosim* 135:197–202
- Mishra R, Mayya YS, Kushwaha HS (2009) Measurement of $^{220}\text{Rn}/^{222}\text{Rn}$ progeny deposition velocities on surfaces and their comparison with theoretical models. *Aerosol Sci* 40:1–15
- Nikezic D, Markovic VM, Krstic D, Yu PKN (2010) Doses in human organs due to alpha, beta and gamma radiations emitted by thoron progeny in the lung. *Radiat Prot Dosim* 141:428–431
- NRC (1999) Risk assessment of radon in drinking water (Washington. National Academy Press), DC
- NRPB (1997) Assessment of skin doses, Documents of the NRPB: 8 (3)
- NRPB (2000) Health risks from radon Faculty of Public Health Medicine, Chartered Institute of Environmental Health (Chilton: NRPB)
- NCRP Report no. 93 (1987) Ionizing radiation exposure of the population of the United States. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland
- Posner JD, Buchanan CR, Dunn-Rankin R (2003) Measurements and prediction of indoor air flow in a model room. *Energy Build* 35:515–526
- Table of radioactive isotopes, periodic table linked to decay data for known isotopes of each element. Available on <http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm>. Accessed 17 Feb 2011
- X-5 Monte Carlo Team (2003) MCNP—a General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Vol. I: overview and theory. Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory; LA-UR- 03- 1987
- Tempfer H, Hofmann W, Schober A, Lettner H, Dinu AL (2010) Deposition of radon progeny on skin surfaces and resulting radiation doses in radon therapy. *Radiat Environ Biophys* 49:249–259
- UNSCEAR Report (2006), Effects of ionizing radiation United Nations Scientific Committee, Annex E
- Urosevic V, Nikezic D, Vulovic S (2008) A theoretical approach to indoor radon and thoron distribution. *J Environ Radioact* 99:1829–1833

ABSORBED FRACTIONS IN SENSITIVE REGIONS OF HUMAN
RESPIRATORY TRACT CALCULATED BY MCNP5/X SOFTWARE
FOR ELECTRONS AND BETA PARTICLES DUE TO RADON PROGENY*

D. KRSTIC¹*, D. NIKEZIC¹, V.M. MARKOVIC¹, D. VUCIC²

¹ Faculty of Science, University of Kragujevac
R. Domanovic 12, Kragujevac 34000, Serbia

² Institute on Occupational Health Protection
“NIS” Vojislav Ilic bb, Nis 18000, Serbia

* Corresponding author. E mail: dragana@kg.ac.rs
Tel +381 34 336223; Fax +381 34 335 040

Received November 15, 2012

Radon, ²²²Rn, is radioactive noble gas which decays by alpha emission with half-life of 3.825 d. Its short-lived progeny, ²¹⁸Po, ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi (²¹⁴Po), are alpha and beta radioactive and they emit gamma radiation as well. Radon progeny can be inhaled by humans where they deposit on the inner layers of bronchi, and bronchioles. Particles (alpha, beta and gamma) emitted in radioactive decay damage surrounding tissue which can lead to development of lung cancer. The *Absorbed Fractions* (AF) of electrons and beta particles in sensitive layers of human respiratory tract were calculated in this paper. For that purpose the MCNP5/X simulation software [1], based on Monte Carlo method, was used. The human respiratory tract was modeled according to ICRP66 publication [2].

Key words: radon progeny, electrons absorbed fractions.

INTRODUCTION

Inhalation of the short-lived radon decay products (²¹⁸Po, ²¹⁴Pb, ²¹⁴Bi/²¹⁴Po) in homes, in the outdoor atmosphere and at work places contributes the largest fraction to the natural radiation exposure of population [3, 4]. Radon or rather its decay products, are known to represent a risk of lung cancer when inhaled. Besides alpha radiation from ²¹⁸Po and ²¹⁴Po, beta and following gamma radiation are produced during the decay of radon progeny. More specifically, ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi are short-lived radon progeny, which decay with subsequent emission of beta particles

* Paper presented at the First East European Radon Symposium – FERAS 2012, September 2–5, 2012, Cluj-Napoca, Romania.

followed by intensive gamma radiation. Inhaled radionuclides deposit in various regions of *Human Respiratory Tract* (HRT), where are decaying, and irradiating surrounding tissue. For this reason, it is necessary to model respiratory tract and investigate the effect of radiation produced in decaying processes.

The *Human Respiratory Tract Model* (HRTM) was described in ICRP66 publication [2]. More recently the guidance for application of HRTM was given by ICRP Annals in Vol. 32 [5]. According to these publications there are six tissues in HRT that are potentially at risk from inhaled radioactive materials. Bronchial region (denoted by BB) and the bronchiolar region (bb) of the HRTM are deposition sites of inhaled radionuclides, and in their structure ciliated epithelium is included, which is sensitive tissue.

To evaluate AF's, Monte Carlo "Electron Gamma Shower" transport code EGS4 [6] was used in ICRP66 publication. The code models the production of both knock-on electrons and bremsstrahlung above a certain energy threshold (taken to be 1 keV). In those calculations, a practical upper limit for energy loss in each scattering event was set at 6% of the current electron energy.

In this paper MCNP5/X software was used to calculate absorbed fractions of electrons in sensitive tissues. The code treats an arbitrary three-dimensional configuration of materials in geometric cells bounded by first- and second-degree surfaces and fourth-degree elliptical tori. Point wise cross-section data were used. For photons, the code accounts for incoherent and coherent scattering, the possibility of fluorescent emission after photoelectric absorption, absorption in pair production with local emission of annihilation radiation, and bremsstrahlung. A continuous-slowing-down approximation was used for electron transport that includes positrons, K, x-rays, and bremsstrahlung, but does not include external or self-induced fields.

The user creates an input file that is subsequently read by MCNP. This file contains information about the problem such as: the geometry specification, the description of materials and the location and characteristics of the source, selection of cross-section evaluations, the type of answers or tallies desired, and any variance reduction techniques used to improve efficiency. Input file also contains information about type of radiation emitted by the source, which could be neutrons, photons, electrons. Newer version as MCNPX includes heavy charged particles as well.

The main advantage of MCNP over EGS4 is probably its advanced geometry coding tools. One drawback of MCNP in comparison to EGS4 is that the latter often runs a similar problem faster. The main differences between the two codes are different cross sections and electron transport algorithms used. For MCNP the electron approximations are valid for an arbitrary angle while the algorithms used in EGS4 assumes the scattered angle to be small. This is the reason why AF of electrons in sensitive layers was recalculated in this work using MCNP.

METHODOLOGY

To calculate absorbed fractions in sensitive layers of HRT regions, bronchies and bronchioles were modeled as proposed in ICRP66 [2]. Simplified geometrical model of cross section is presented on Fig. 1. Dimensions are given in ICRP66 [2] but not includes in Fig 1. Sources of electrons are mucus and cilia layers where deposition of radionuclides occurs. In principle mucus and cilia layers present sources of beta particles since these regions are deposition sites of radon progeny. Emission energy of beta particle is according to beta spectra of corresponding radionuclide. In order to determine energy absorbed in target layers it is necessary to know absorbed fraction for initial energy of beta particle. In this way absorbed fraction is function of initial beta particle energy. To determine function $AF(E)$ simulation was performed for large number of monoenergetic electrons. This simulation was performed for different initial electrons energy in range from 10 keV to 10 MeV. Starting points of electrons were randomly chosen within source layers, as well as direction of electron movement. Transport of electrons through tissue was completely followed including secondary particles that were created along the path. Energy deposited in sensitive layers from primary electrons and secondary particles were scored.

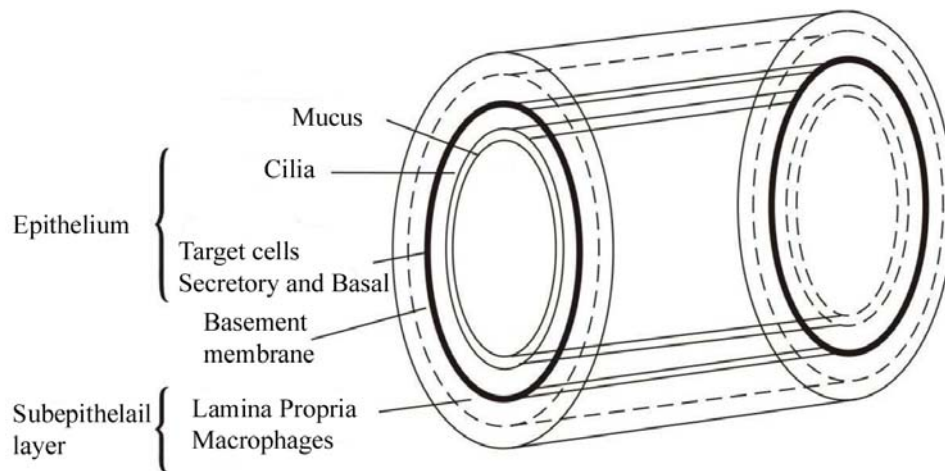


Fig. 1 – Simplified geometrical model of various sources and targets involved in dosimetry of bronchial and bronchiolar regions, [5], (bb doesn't contain Basal cells).

The desired information from a Monte Carlo simulation was obtained by a tally, *i.e.* predefined algorithms that score the contribution for each particle. MCNP tallies were normalized to be per starting particle and are printed in the output. The pulse height tally F8 with asterisk (*F8 tally), was used to provide the energy deposition in a cell.

Summing up deposited energy from N simulated electrons, total absorbed energy was obtained. For initial energy, E , of electron the absorbed fraction, AF , is given as to:

$$AF = \frac{E_{Dep}}{N \cdot E} = \frac{*F8}{E} \quad (1)$$

RESULTS AND DISCUSSION

The simulations were performed by MCNP code, for sources placed in various parts of BB and bb region. Calculated AF for monoenergetic electrons are shown in Figs. 2 to 7 as an open circle. Obtained data are compared with ICRP66 publication (full circles). AF's in BB region, where source is in fast clearance mucus and targets are secretory and basal cells are presented in Figs. 2 and 3. AF's shown in Figs. 4 and 5 are given for sources in slow clearing mucus for BB region. In addition, AF's in bb region, where source is in fast and slow clearance mucus, are presented in Figs. 6 and 7.

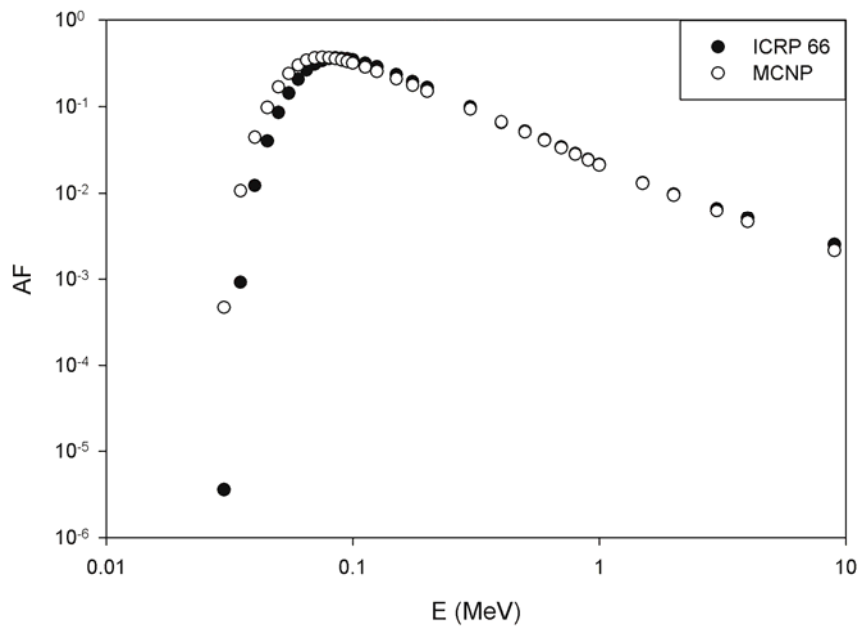


Fig. 2 – Absorbed fractions in function of initial electron energy for source in mucus layer where target is secretory cells of bronchial - BB region.

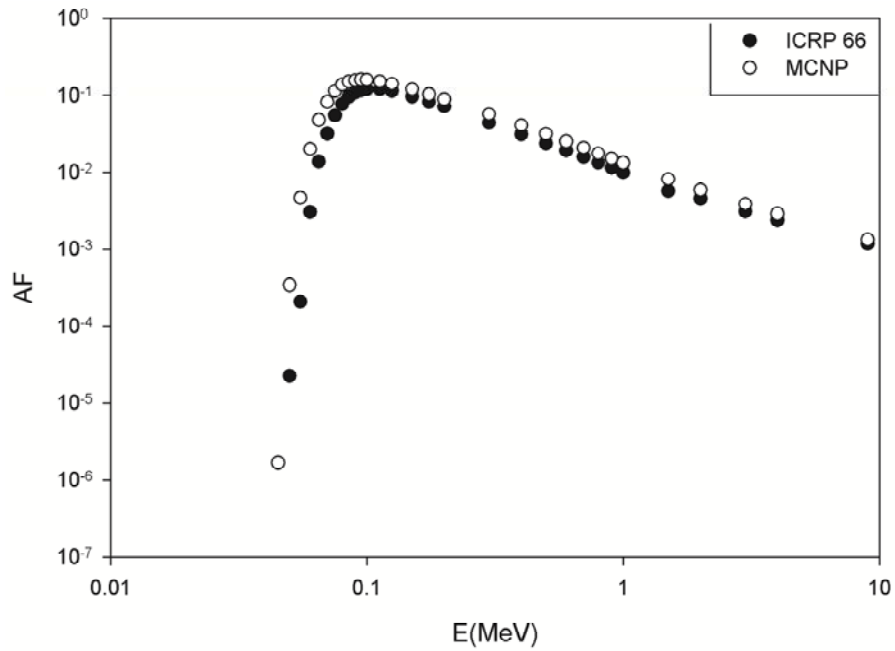


Fig. 3 – Absorbed fractions in function of initial electron energy for source in mucus layer where target is basal cells of bronchial – BB region.

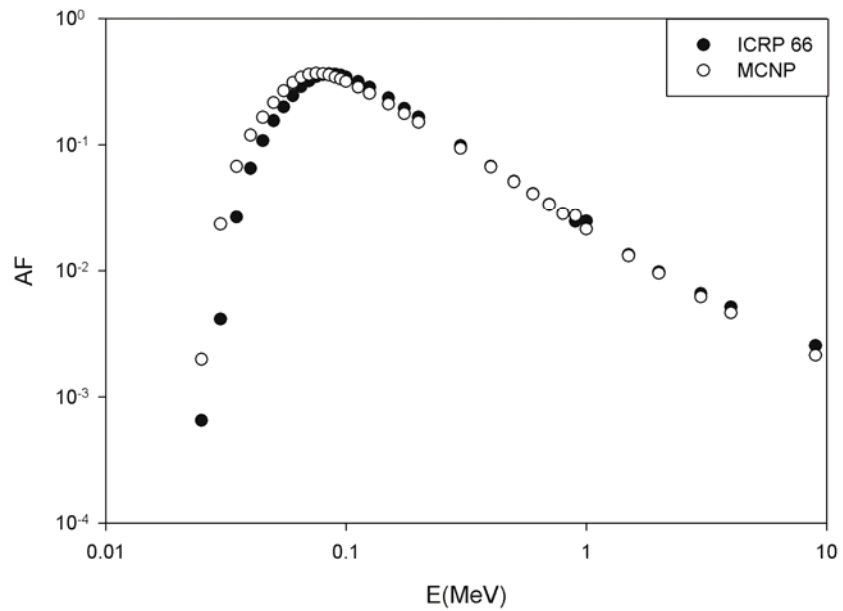


Fig. 4 – Absorbed fractions in function of initial electron energy for source in cilia layer where target is secretory cells of bronchial – BB region.

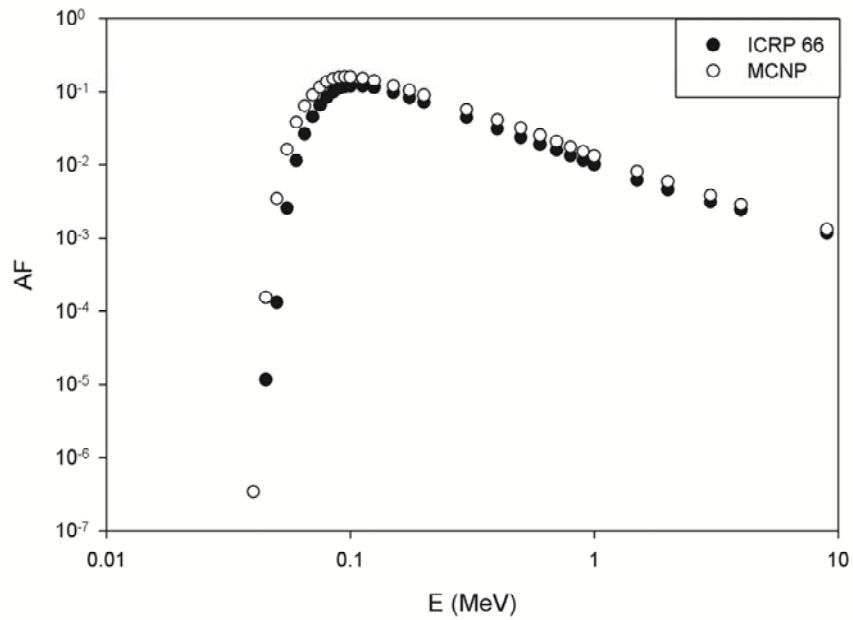


Fig. 5 – Absorbed fractions in function of initial electron energy for source in cilia layer where target is basal cells of bronchial – BB region.

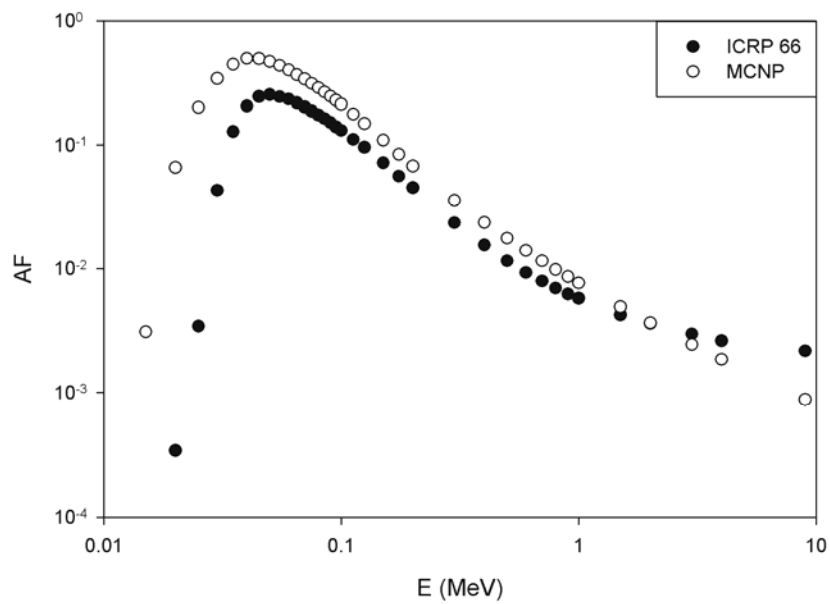


Fig. 6 – Absorbed fractions in function of initial electron energy for source in mucus layer where target is secretory cells of bronchiolar – bb region.

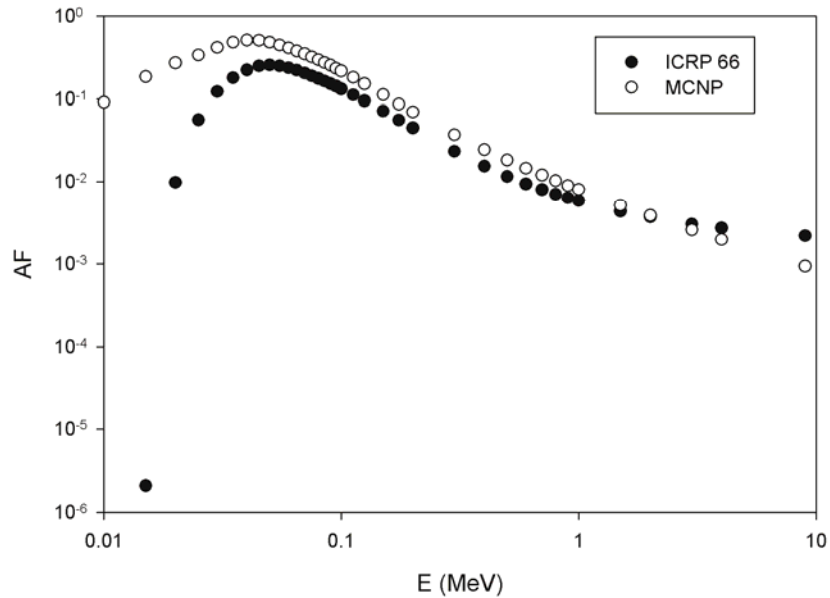


Fig. 7 – Absorbed fractions in function of initial electron energy for source in cilia layer where target is secretory cells of bronchiolar – bb region.

One can see very good agreement for all data for larger electron energies. There are discrepancies in results for electron energies below 100 keV between AF calculated with EGS4 and MCNP. EGS4 values for AF rapidly decreases and goes to null at about 40 keV, depending of position of source, and target. These values are much smaller than MCNP's. The difference in results for low energies is consequence of working methods build in EGS4 and MCNP. Multiple scattering theories used in EGS4 gives good results for higher energies (about 100 keV and above), while this method is not accurate for low energies. On the other hand, MCNP can accurately simulate electrons scattering for energies down several keVs.

In bb region disagreement is found in across investigate energy range. Simulation with EGS4 code is not suitable for thin layers like those in bb region. For larger electron energies multiple elastic scattering has to be switched off when track length excides distance to nearest surface [7]. Because of this, stabilization for short step lengths does not necessarily imply that simulation results are correct. Consequently, the errors during simulation will be larger.

Differences in results for low energies could be of great importance when calculate AF for beta spectrum of various radionuclides, due to the large fraction of beta particles with small energy. Application of AF for monoenergetic electrons obtained in this work for calculation of AF for spectrum might produce very different results when it is done with AF recommended by ICRP66.

CONCLUSION

Interaction of beta radiation with tissue of HRT were simulated in this work. AFs for monoenergetic electrons in sensitive layer of HRT were calculated using MCNP5/X code. Results showed the differences in range of electron energies to up 100 keV in BB region. However, in bb region, discrepancy was found in all investigated range of energy. Results led to conclusion that AFs from betas given in ICRP66 should be corrected for several percents. Absorbed fractions in sensitive layers were calculated previously in reference [8], using PENELOPE software [9] for simulation of radiation transport. Results presented here are in very good agreement with [8], and discrepancies in comparison with ICRP66 for bb region are also evident. Because of small thickness of layers it is necessary to perform detail simulations in order to avoid large errors. According to [10] DCF from beta particles of radon progeny calculated with results from [8] is 0.21 mSv/WLM. When compared to DCF from alpha particles this value comprise of about 2% of alpha dose.

REFERENCES

1. X-5 Monte Carlo Team, MCNP—a General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5 Vol. I: Overview and Theory, Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory; LA- UR- 03-1987, 2003.
2. ICRP Human respiratory model for radiological protection. A report of a task group the International Commission on radiological protection, ICRP Publication 66, Pergamon, Oxford, 1994.
3. NCRP Report no. 93 Ionizing radiation exposure of the population of the United States. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland, 1987.
4. ICRP Limits for inhalation of radon daughters by workers. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 32. Pergamon Press, Oxford, Vol 6, Issue 1, 1–24, 1981.
5. Annals of the ICRP Guide for the Practical Application of the ICRP Human Respiratory Tract Model - ICRP Supporting Guidance 3 Approved by ICRP Committee 2 in October 2000, Volume 32, Number 1, 13–14, 2002.
6. Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO The EGS4 code system. Report SLAC-265, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, 1985.
7. Fernández -Varea J M, Mayol R J, Baró, Salvat F, On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons. *Nucl. Instrum. Meth. B* 73, 447–473, 1993.
8. Markovic V, Stevanovic N, Nikezic D, Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract. *Radiat Environ Biophys* 47:139–145, 2008.
9. Salvat F, Fernández-Varea JM, Sempau J PENELOPE–2006 a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, 2006.
10. Markovic V M, Stevanovic N, Nikezic D, Doses from beta radiation in sensitive layers of human lung and dose conversion factors due to $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ progeny, *Radiat Environ Biophys*, 50(3), 431–440, 2011.

ENVIRONMENTAL HEALTH - PHYSICAL, CHEMICAL AND BIOLOGICAL FACTORS

HANDBOOK OF RADON

PROPERTIES, APPLICATIONS AND HEALTH

ZACHARY LI
AND
CHRISTOPHER FENG
EDITORS



Nova Science Publishers, Inc.

New York

Copyright © 2012 by Nova Science Publishers, Inc.

All rights reserved. No part of this book may be reproduced, stored in a retrieval system or transmitted in any form or by any means: electronic, electrostatic, magnetic, tape, mechanical photocopying, recording or otherwise without the written permission of the Publisher.

For permission to use material from this book please contact us:
Telephone 631-231-7269; Fax 631-231-8175
Web Site: <http://www.novapublishers.com>

NOTICE TO THE READER

The Publisher has taken reasonable care in the preparation of this book, but makes no expressed or implied warranty of any kind and assumes no responsibility for any errors or omissions. No liability is assumed for incidental or consequential damages in connection with or arising out of information contained in this book. The Publisher shall not be liable for any special, consequential, or exemplary damages resulting, in whole or in part, from the readers' use of, or reliance upon, this material. Any parts of this book based on government reports are so indicated and copyright is claimed for those parts to the extent applicable to compilations of such works.

Independent verification should be sought for any data, advice or recommendations contained in this book. In addition, no responsibility is assumed by the publisher for any injury and/or damage to persons or property arising from any methods, products, instructions, ideas or otherwise contained in this publication.

This publication is designed to provide accurate and authoritative information with regard to the subject matter covered herein. It is sold with the clear understanding that the Publisher is not engaged in rendering legal or any other professional services. If legal or any other expert assistance is required, the services of a competent person should be sought. FROM A DECLARATION OF PARTICIPANTS JOINTLY ADOPTED BY A COMMITTEE OF THE AMERICAN BAR ASSOCIATION AND A COMMITTEE OF PUBLISHERS.

Additional color graphics may be available in the e-book version of this book.

LIBRARY OF CONGRESS CATALOGING-IN-PUBLICATION DATA

Handbook of radon : properties, applications, and health / [edited by] Zachary Li and Christopher Feng.

p. cm.

Includes bibliographical references and index.

ISBN 978-1-62100-177-5 (hardcover)

1. Radon--Handbooks, manuals, etc. 2. Atmospheric radon--Handbooks, manuals, etc. I. Li, Zachary. II. Feng, Christopher.

QD181.R1H36 2011

553'.97--dc23

2011033134

Published by Nova Science Publishers, Inc. † New York

CONTENTS

Preface		vii
Chapter 1	Spatial and Temporal Variations of Soil-Radon Activity in Fault Zones of the Pribaikalie (East Siberia, Russia) <i>K. Zh. Seminsky and A. A. Bobrov</i>	1
Chapter 2	Radon: Its Properties and Applications <i>M. Shakir Khan</i>	37
Chapter 3	Beta and Gamma Dose Assessment due to Radon Short Lived Progeny <i>V. M. Markovic, N. Stevanovic, D. Krstic and D. Nikezic</i>	63
Chapter 4	Retrospective Radon Measurements: Techniques and Perspectives <i>D. Pressyanov, I. Dimitrova, K. Mitev and S. Georgiev</i>	101
Chapter 5	Adverse Health Effects of Radon: Experimental Studies <i>Jian Tong</i>	131
Chapter 6	Geological Applications of ^{222}Rn Anomalies in Groundwater and Soil-Gas <i>K. Katsanou, G. Siavalas and N. Lambrakis</i>	155
Chapter 7	Radon and Earthquake Forecasting <i>L. L. Chyi, T. J. Quick, T. F. Yang and C. H. Chen</i>	179
Chapter 8	Dynamic Assessment of Radon Source in Buildings, Based on Tracer Gas Experiment Statistical Modeling <i>Marek Brabec and Karel Jilek</i>	211
Chapter 9	Radon: Properties, Applications and Health Hazards <i>Ameer Azam</i>	243
Chapter 10	The National Radon Program: A Continuing Success Story in Canada <i>D. Moir, K. Bush, J. Chen, K. Ford and J. Whyte</i>	265
Chapter 11	Influence of Water-Rock Interactions on the Presence of Dissolved Radon in Groundwater <i>Jorge Luis Nepomuceno de Lima and Daniel Marcos Bonotto</i>	285

Chapter 12	Radon Diffusion through the Medium <i>D. Nikezic, V. M. Markovic, N. Stevanovic, V. Urosevic, B. Milenkovic and J. Stajic</i>	311
Chapter 13	Activation of Bio-Defense System by Radon Inhalation and Its Applicable Possibility for Treatment of Lifestyle Diseases <i>Takahiro Kataoka, Akihiro Sakoda, Yuu Ishimori, Fumihito Mitsunobu and Kiyonori Yamaoka</i>	335
Chapter 14	Studies on Activation of Bio-Defense System by Radon Inhalation and Its Applicable Possibility for Treatment of Lifestyle Diseases <i>Takahiro Kataoka, Akihiro Sakoda, Yuu Ishimori, Fumihito Mitsunobu and Kiyonori Yamaoka</i>	357
Chapter 15	Assessment of Health Risks and Benefits of Radon <i>Rohit Mehra, Komal Badhan and Pankaj Bala</i>	387
Chapter 16	Critical Problem on Radon (^{222}Rn) Measurements due to Thoron (^{220}Rn) Interference <i>Shinji Tokonami, Atsuyuki Sorimachi, Mirosław Janik Norbert Kavasi, Masahiro Hosoda and Tetsuo Ishikawa</i>	401
Chapter 17	Anomalous Atmospheric Radon Variation before an Earthquake: A Case Study of the 1995 Kobe Earthquake, Japan <i>Yumi Yasuoka, Tetsuo Ishikawa, Yasutaka Omori, Yusuke Kawada, Hiroyuki Nagahama, Shinji Tokonami and Masaki Shinogi</i>	419
Chapter 18	Radon Survey in Active Volcanoes <i>G. Immé and D. Morelli</i>	435
Chapter 19	Analysis of Indoor Radon Mitigation Systems in Ohio, U.S.A. <i>Ashok Kumar, Srikar Velagapudi, Praneeth Nimmatoori, Akhil Kadiyala and Dilip Varma Manthena</i>	447
Chapter 20	Ways to Reduce Radon Concentration to Improve House Air Quality <i>Lydia Leleyter, Fabienne Baraud, Benoit Riffault and Bernard Mazenc</i>	465
Chapter 21	Report on Radon in Medicine, a Summary on Thai Reports <i>Viroj Wiwanitkit</i>	471
Chapter 22	Radon in Kindergartens and Schools: A Review <i>Janja Vaupotič</i>	477
Index		525

Chapter 3

BETA AND GAMMA DOSE ASSESSMENT DUE TO RADON SHORT LIVED PROGENY

V. M. Markovic, N. Stevanovic, D. Krstic and D. Nikezic

University of Kragujevac, Faculty of Science, R. Domanovic 12, Kragujevac,
Serbia, Russia

1. INTRODUCTION

Inhalation of the short-lived radon decay products (^{218}Po , ^{214}Pb , $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$) in homes, in the outdoor atmosphere and at work places yield the greatest amount of the natural radiation exposure of man, Figure 1, (NCRP 1987; ICRP 1981). Outdoor activity concentration of radon usually does not exceed 10 Bq/m^3 , (UNSCEAR 2006; Yu et al. 2006). In dwellings and closed spaces with poor ventilation, however, radon is accumulated (Zhuo et al. 2001), and if there is a major source of radon, indoor radon concentration could reach high levels. It is noted that concentrations of few hundreds of Bq/m^3 and more represent a significant radiation hazard (Hendry et al. 2009).

Radon concentration in dwellings depends mostly on the radon sources present, which may be a layer of soil beneath the building or the materials used in constructing the building, Figure 2. One of the ways by which radon enters a building is through water and gas used in the household. In general, soil is the largest source of radon (Eisenbud and Gesell 1997), from which radon enters—through any cracks in the construction material—the building by diffusion and convection (Fleischer 1997). Another factor that influences radon concentration is the intensity of ventilation in dwellings which governs the air exchange per unit of time in a room. When radon enters a dwelling, it is usually uniformly distributed in the air (Urosevic et al. 2008).

Unlike radon, which is noble gas and chemically inactive, its progeny are usually positively charged after their formation, and they are highly reactive with other molecules. This enables them to attach to airborne aerosols and wall surfaces. The decay products of radon and thoron consist of a variety of nuclides, each of those may be attached to aerosols of varying sizes. Thus, the airborne activity can be taken to consist of a very small “unattached” fraction and a larger “attached” fraction.

Hazards from radon, thoron, and their progeny can be due to both external and internal sources. External sources include radon and thoron progeny distributed in air and surrounding building material that decay through beta decay. High energy allows the beta particles and subsequent gamma radiation to travel large distances from the walls through the room atmosphere and in that way contributes to total exposure to humans. In contrast, the short range of the alpha particles produced during radon decay results in very low external hazards from this type of radiation. The main way of exposure to alpha radiation is from internal sources. Nuclides can be incorporated in humans through inhalation and ingestion. Alpha particles from nuclides deposited in the human body irradiate surrounding tissue. They lose their energy locally in a small volume around the particle track. Internal exposure is also possible from beta-emitting nuclides. Beta and gamma radiation from short-lived radon and thoron progeny can pass the human body and contribute to the exposure of all organs of the human body (Markovic et al. 2009).

Radon is known to present a risk of lung cancer when it, or rather its decay products, are inhaled. More other potential hazards are also recognized. Calculations suggest that the ingestion of water which contains particularly high levels of radon can lead to a significant risk of stomach cancer (NRC, 1999). There is also indication that deposition of radon decay products may, under some circumstances, lead to significant doses to sensitive cells in the skin, again with cancer as a possible consequence (NRPB 1997). A brief summary of risks from radon and its decay products, albeit with emphasis on the lung, has been given elsewhere (NRPB 2000).

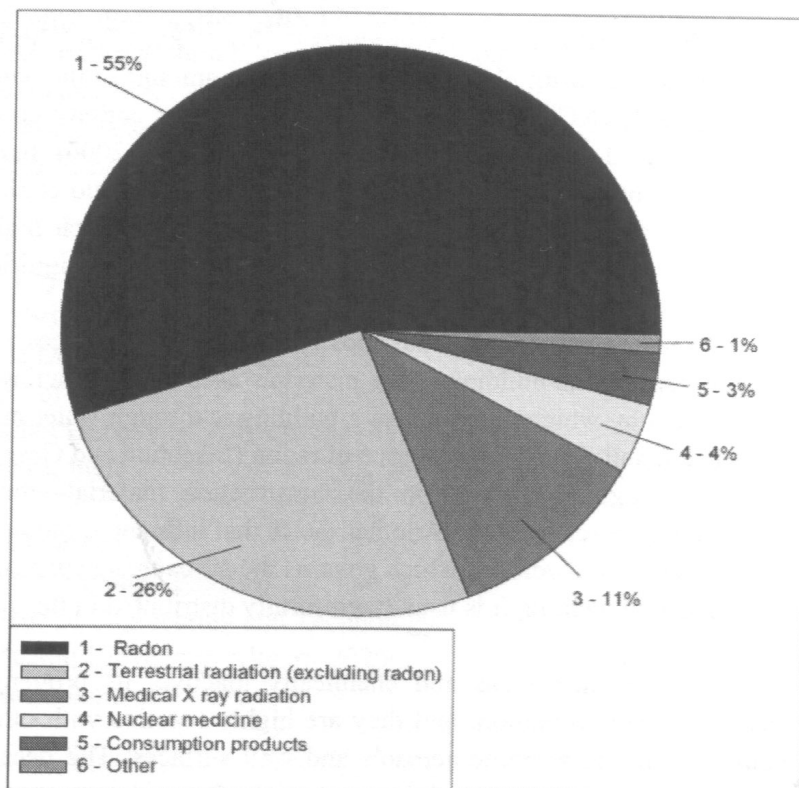


Figure 1. Relative contribution of ^{222}Rn sources in dwellings.

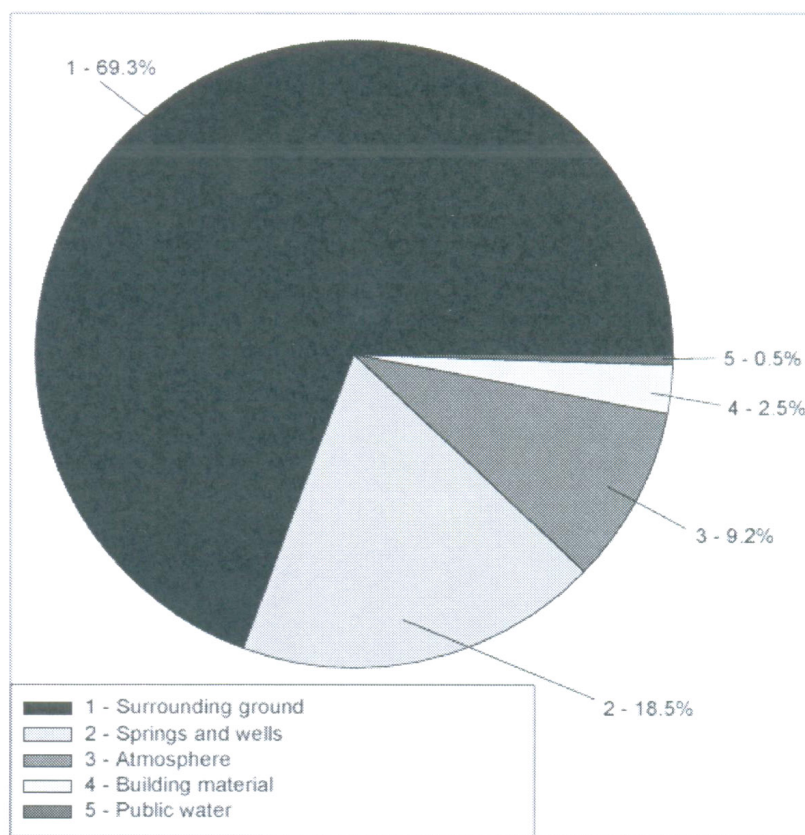


Figure 2. Relative contribution of radiation sources to human dose (NCRP 1987).

Main contribution to total dose is from alpha particles emitted by short-lived radon (^{218}Po and ^{214}Po) progeny. After inhalation, the short-lived progeny may be deposited on inner layers of the airways of the human respiratory tract (HRT) (ICRP66 1994). The human respiratory tract model (HRTM) described in ICRP (1994) is a simplified model of the human lungs to allow for dosimetric calculations. More recently the guidance for application of HRTM was given by ICRP Annals in vol. 32 (2002). According to ICRP (1994), there are six HRT tissues that are potentially at risk from inhaled radioactive materials, among them are the ciliated epithelium of the bronchi and the bronchioles:

- 1) the keratinized epithelium of the skin in the anterior part of the nose,
- 2) the stratified squamous epithelium of the main extrathoracic airways,
- 3) the ciliated epithelium of the bronchi,
- 4) the ciliated epithelium of the bronchioles,
- 5) the alveolar—interstitium and,
- 6) the thoracic and extratoracic lymph nodes.

The bronchial region (BB) is part of the air-conducting system within the thorax (ICRP 1994). The purpose of this part is to conduct air and adjust the humidity and temperature of inhaled air, and it is the site of deposition of inhaled particles by impaction, sedimentation, and/or diffusion. The bronchi branch dichotomously in the human lung for nine generations. Dimensions and geometry of the airway branches gradually change with depth in the lung. A

simplified model of a section through the wall of a typical bronchus is shown in Figure 3. A detailed description can be found in ICRP (1994). Its average inner diameter is $5 \cdot 10^3 \mu\text{m}$. The nuclei of both columnar secretory and short basal cells are considered to be sensitive targets.

The bronchiolar region (bb) is the second part of the airconducting system (ICRP 1994). It consists of the bronchioles comprising generations 9–15. These airways conduct air into and out of the respiratory region. Inhaled particles are deposited mainly by sedimentation or diffusion, depending on their size. A simplified model of a section through the wall of a typical bronchiole is shown in Figure 4 (ICRP 1994). Its average inner diameter is $10^3 \mu\text{m}$. The sensitive target in this region consists of nuclei of secretory cells.

AI region is represented of air tubes generations approximately 16 to 26, which are the respiratory bronchioles and the alveolar ducts. It also includes the interstitial lymphatic tissues and lymph vessels, as well as bronchial lymph nodes, (ICRP 1994). The main function of this region is to exchange gases, although other roles are also important, for example endocrine and defence functions. Inhaled particles reaching this region are deposited by sedimentation and/or diffusion.

The inner layers of the airway in the BB and bb regions represent the site for the deposition of inhaled particles, including radon, thoron, and their progeny. Those layers are the mucus (gel) and cilia layer (Figures 3, 4). At these places, radon and thoron progeny decay, emitting alpha and beta particles, as well as gamma radiation, so these two layers are considered to be sources of radiation. Emitted particles can hit sensitive layers and deposit part of their energy there. In this way, sensitive layers are being damaged and are becoming potential places for developing cancer cells. Due to the short range of alpha particles, most of their energy is deposited in the vicinity of the source layers.

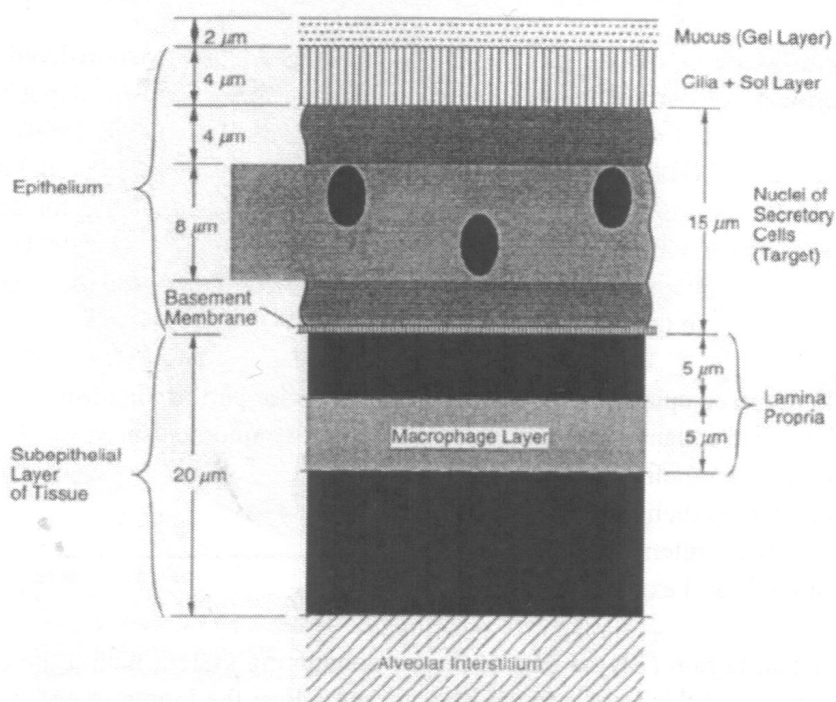


Figure 3. Model of target cell nuclei (secretory and basal cells) of the BB region and associated sources of radioactive transformations (ICRP 1994).

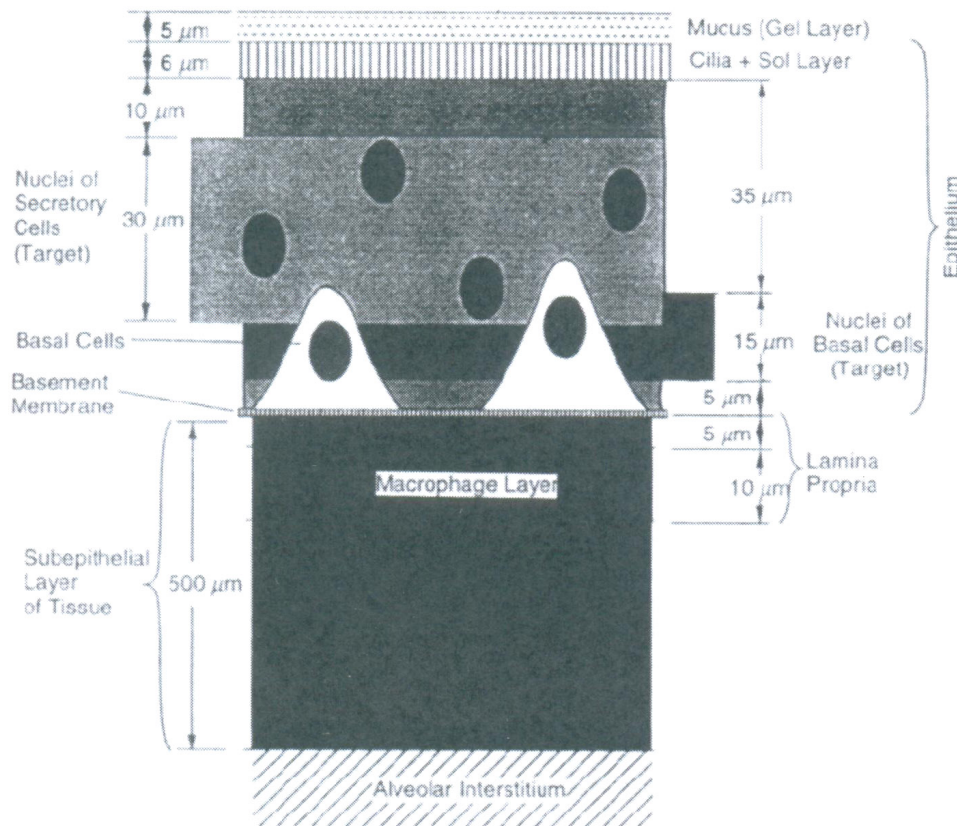


Figure 4. Model of target cell nuclei (secretory cells) of the bb region and associated sources of radioactive transformations (ICRP 1994).

Almost all of the radon and its progeny hazards refer to exposure to alpha particles. Besides alpha, beta particles and following gamma radiation is present in decaying process of radon progeny. ^{214}Pb and ^{214}Bi are radon short lived progeny which are decaying emitting beta particles following by the intensive gamma radiation. Beta particles have continuous spectra with energies up to about 3.3 MeV and are much more penetrating than alpha particles. Due to long range of beta particles and gamma radiation humans can be exposed in various manners. Inhaled progeny deposited in the lung contribute to dose in all organs and remainder tissue of human organism. Markovic and coworkers (2009) calculated doses in all main organs and remainder of human body from beta and gamma radioactive radon progeny, ^{214}Pb and ^{214}Bi , deposited in human lungs. In addition exposure to radionuclides distributed in atmosphere of rooms and closed spaces can contribute to total dose. This contribution can be significant since Potential Alpha Energy Concentration - PAEC in the air is larger than its fraction which is deposited in the lungs. Calculation of doses and determination of DCF from radon progeny present in the atmosphere was performed in (Markovic et al, 2011a). The objective of the (Markovic et al 2011b) was to calculate doses to the sensitive targets of the bronchial and bronchiolar regions, in order to determine the dose contribution of beta particles. These targets are layers that contain nuclei of secretory and basal cells (see Figures 3, 4) that are assumed to be radiosensitive and potential places for cancer development.

2. JACOBI MODEL OF RADON AND ITS PROGENY BEHAVIOR IN DWELLINGS

Behavior of radon and its progeny in dwellings is described by the parametric differential equations, primary given by the Jacobi, (1972). Room model takes into account radioactive decay, removal by ventilation, attachment and deposition. Parameters which describe these processes are decay constants λ_i , ventilation rate λ_v , attachment rate λ_a , and deposition rates of unattached and attached progeny λ_d^u , λ_d^a , respectively, all in s^{-1} (or traditionally in h^{-1}):

$$\frac{\partial N_i^u}{\partial t} = \lambda_i N_{i-1}^u + p_{i-1} \lambda_i N_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u) N_i^u \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_i^a}{\partial t} = \lambda_a N_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i N_{i-1}^a - (\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a) N_i^a \quad (2)$$

Superscripts u and a stand for airborne-unattached and aerosol-attached ^{222}Rn progeny within a reference room. p_{i-1} is the associated recoil factor or the desorption probability of the i -th daughter due to the decay of its attached precursor $i-1$ ($p_{i-1} = 0.8$ in the case of α -emissions and $p_{i-1} = 0$ for β -emissions). N_i is number progeny concentrations. Note that for the noble gase ^{222}Rn ($i = 0$), we have $N_0 = N_0^u$ and $N_0^a = N_0^d = 0$, and that for each ^{222}Rn progeny i , its airborne concentration is then $N_i = N_i^u + N_i^a$.

To well characterize any real situation of indoor air, it must be taken into account that the rate constants of Equations (1,2) – excluding the radioactive decay constants, which are true physical constants whose values do not change with circumstances – are highly dependent upon the enclosure geometry, the aerosol concentration, the air movement, the ambient conditions as well as the inhabitant activities. All these effects are time-dependent and vary from one environment to another.

For practical reasons, it is not possible to determine experimentally their values from direct measurements in private homes and workplaces. Table 1 summarizes the typical range of variation and the baseline values of indoor ventilation, aerosol-attachment and surface deposition (aerosol-attached and airborne-unattached) rates (Amgarou et al, 2003).

Table 1. Parameters of Jacobi room model

Parameter	Symbol	Range of parameters	Baseline
Ventilation	λ_v	0.2 - 2	0.55
Aerosol attachment	λ_a	5 - 500	50
Unattached plate-out	λ_d^u	5 - 110	20
Attached plate-out	λ_d^a	0.05 - 1.1	0.2

The steady-state solutions of Equations (1,2) - neglecting the outdoor airborne-unattached and aerosol-attached concentrations since they are much less than those indoors – that describe the partitioning of ^{222}Rn progeny concentrations within a reference room are given by:

$$C_i^u = \frac{\lambda_i (C_{i-1}^u + p_{i-1} C_{i-1}^a)}{\lambda_i + \lambda_a + \lambda_v + \lambda_d^u} \quad (3)$$

$$C_i^a = \frac{\lambda_a C_i^u + (1 - p_{i-1}) \lambda_i C_{i-1}^a}{\lambda_i + \lambda_v + \lambda_d^a} \quad (4)$$

To calculate DCF from exposure to airborne progeny atoms, it is necessary to know absorbed doses in human body and activities of airborne progeny atoms present in the room atmosphere. According to Jacobi room model, (Jacobi, 1972), this activities refer to fraction of airborne unattached, C_i^u , and attached, C_i^a , progeny atoms. This fraction is calculated using best estimated values of parameters from Table 1. Concentration of radon in the room is 3700 Bq/m^3 which correspondent to unit exposure.

Airborne activity concentrations of radon progeny (in Bq/m^3 per one WL) and their fractions of radon concentrations were presented in Table 2.

Table 2. Airborne activity concentration of radon/thoron progeny (in Bq/m^3 per one WL) and their fractions

	$C_{214\text{Pb}}$	$C_{214\text{Bi}}$	$f_{214\text{Pb}}$	$f_{214\text{Bi}}$
unattached	50.10	1.46	0.0135	$3.93 \cdot 10^{-4}$
attached	1327.17	1004.71	0.359	0.271

The activities of radionuclides deposited in various regions of the HRT were obtained using the LUNGDOSE software developed by Nikezic and Yu (2001). This software is based on the HRT model introduced in ICRP66 (1994) and includes calculation of the following:

- deposition of monodisperse aerosols in different deposition regions of the HRTM according to the algebraic model of ICRP Publication 66 (ICRP, 1994);
- total deposition of polydisperse aerosols for given exposure conditions, where summations were carried out using log-normal distributions of aerosols (see below for parameters of these distributions) and
- equilibrium activities of radon progeny in different clearance regions of the HRT, and the total number of emitted particles for given exposure conditions and a exposure time (here a set of differential equations describing different relevant processes in each clearance compartment has been developed).

The input parameters for the program LUNGDOSE.F90 are: breathing rate=0.78 m^3/h ; tidal volume=0.866 $l/breath$; functional residual capacity=3300 ml ; equilibrium factor $F=0.366$; unattached fraction of PAEC $f=6.2\%$; density of unattached particles= $1 g/cm^3$; density of attached particles= $1.4 g/cm^3$; shape factors equal 1 and 1.1 for unattached and attached particles, respectively; median diameters (with geometrical standard deviations given in brackets) are 0.9 (1.3) nm , 50 (2) nm , 250 (2) nm and 1500 (1.5) nm for unattached, nucleation, accumulation and coarse modes, respectively. Fractions for attached modes are 0.0655, 0.28, 0.7 and 0.02 for unattached fraction, nucleation, accumulation and coarse modes, respectively. Half life for the transfer to blood was taken as 10 h , as it was proposed in (Marsh and Birchall 2000). For the best estimated values of Jacobi model parameters the ratios of radon progeny are:

- unattached fraction: $F_{218Po}=0.16$, $F_{214Pb}=0.01$, $F_{214Bi/214Po}=0.3 \cdot 10^{-3}$;
- nucleation mode: $F_{218Po}=0.15$, $F_{214Pb}=0.050$, $F_{214Bi/214Po}=0.03$;
- accumulation mode: $F_{218Po}=0.39$, $F_{214Pb}=0.30$, $F_{214Bi/214Po}=0.22$;
- coarse mode: $F_{218Po}=0.01$, $F_{214Pb}=0.01$, $F_{214Bi/214Po}=0.008$.

PAEC is the acronym of potential alpha energy concentration. It represents the sum of all potential energies of all atoms per m^3 of any combination of radon or thoron progeny. For radon, PAEC can be expressed as follows:

$$PAEC = E_1 C_{218Po} + E_2 C_{214Pb} + E_3 C_{214Bi}, \quad (5)$$

where C_i are concentrations of the corresponding radon progeny and E_i are corresponding energies of the emitted alpha particles. The SI unit for PAEC is J/m^3 . Often, the traditional unit of working level (WL) is in use: $1 WL = 21 \mu J/m^3$. Alternatively, $1 WL$ is the energy of alpha particles of short-lived radon progeny, which are in secular equilibrium with 3700 Bq/m^3 (100 pCi/l) of radon.

For the determination of dose – D , a relation between the potential alpha energy concentration of the radon progeny exposure and dose, the so-called dose conversion factor - DCF is needed:

$$DCF = \frac{D}{PAEC \cdot t}, \quad (6)$$

where t is the time of exposure to radon with given PAEC in the atmosphere. In the estimation of the DCF by dose model calculations the activity size distribution in terms of potential alpha energy concentration is an important input parameter.

Deposition and clearance of inhaled radon and thoron progeny were calculated as recommended in ICRP (1994). Equilibrium activities of radon and thoron progeny in all compartments of the human lungs were obtained as balance between deposition and all clearance mechanisms. They were further used to calculate the number of disintegrations per 1 WL for assumed exposure conditions (for details, see Nikezic and Yu 2001; Nikezic and Stevanovic 2007). In Table 3, radon and thoron progeny equilibrium activities are presented

for various regions of human respiratory tract. For AI region activities are obtained by summing for AI₁, AI₂ and AI₃ regions, (ICRP 1994).

Table 3. Radon progeny activities in [Bq/WL] in various regions of HRT

	²¹⁴ Pb	²¹⁴ Bi
BB _{fast}	11.85	14.15
BB _{slow}	12.74	15.51
BB	24.59	29.66
bb _{fast}	42.67	56.35
bb _{slow}	44.84	60.51
bb	87.51	116.85
AI	297.38	429.73

3. ELECTRON ABSORBED FRACTIONS - AF IN SENSITIVE LAYERS OF BB AND bb REGION

Inner layers of airway in BB and bb regions present the site for the deposition of inhaled particles, including radon and its progeny. Emitted particles can hit sensitive layers and deposit part of its energy within it. On this way sensitive layers are being damaged and are becoming potential places for developing cancer cells. This is a reason why is of interest to calculate absorbed fractions (AFs) of emitted particles in sensitive layers. AF is defined as ratio of absorbed energy of the particle in a given region to its emitted energy.

3.1. “Electron Gamma Shower” Transport Code EGS4

AF of monoenergetic electrons beams and b⁻ particles from progeny decays are given in ICRP66 publication evaluated for all combination of sources and targets. To evaluate AFs, Monte Carlo “Electron Gamma Shower” transport code EGS4 (Nelson et al, 1985) was used in ICRP66 publication. The code models the production of both knock-on electrons and bremsstrahlung above a certain energy threshold (taken to be 1 keV). In those calculations, a practical upper limit for energy loss in each scattering event was set at 6% of the current electron energy. This value is consistent with the small linear dimensions of tissue targets in which electron energy loss is to be followed. Electrons and photons were transported until their energy dropped to 1 keV, which was assumed to be deposited locally. The history of all secondary electrons and photons was followed completely. The material used in code were air, and water to simulate tissue.

For high-energy electrons and positrons, EGS4 have recourse to multiple scattering theories which allow the simulation of the global effect of a large number of events in a track segment of a given length (step). These simulation procedures will be referred to as “condensed” Monte Carlo methods. The multiple scattering theories implemented in

condensed simulation algorithms are only approximate and may lead to systematic errors, which can be made evident by the dependence of the simulation results on the adopted step length (Bielajew and Rogers 1987). It is also worth noting that, owing to the nature of certain multiple scattering theories and/or to the particular way they are implemented in the simulation code, the use of very short step lengths may introduce spurious effects in the simulation results. For instance, the multiple elastic scattering theory of Molière (Molière 1948), which is the model used in EGS4-based codes, is not applicable to step lengths shorter than a few times the elastic mean free path (Fernández et al 1993), and multiple elastic scattering has to be switched off when the step length becomes smaller than this value. As a consequence, stabilization for short step lengths does not necessarily imply that simulation results are correct. Consequently, the errors during simulation will be larger, particularly if thin layers are used like sensitively layers in BB, and especially bb regions. Condensed schemes also have difficulties in generating particle tracks in the vicinity of an interface, i.e. a surface separating two media of different compositions.

When the particle moves near an interface, the step length must be kept smaller than the minimum distance to the interface so as to make sure that the step is completely contained in the initial medium, (Bielajew and Rogers 1987). This may complicate the code considerably, even for relatively simple geometries.

3.2. PENELOPE Software and Simulation

The FORTRAN 77 subroutine package PENELOPE which performs Monte Carlo simulation of electron–photon showers in arbitrary materials is used in this work to evaluate AF from monoenergetic electrons and beta emission in sensitive region of ciliated epithelium in BB and bb. There are few reasons for calculation AFs in BB and bb regions using PENELOPE code. In ICRP66 publication tissue is represented with water instead using more adequate media. Lower limit of electron energy, under which is assumed that particle is locally deposited, was 1 keV. This energy does not affect on simulation results for high energies, but if electron starts with energy of 50 keV or below, errors in results can be large. In addition, it is not possible to perform simulation of particles with low initial energy (AF = 0 in ICRP66 for energies below 40 keV).

These drawbacks were overcome by setting lower limit of electron energy on 100 eV, which reduce error for low energies. Also, adequate material is used to represent tissue. The most important reason for recalculating AF is in accuracy of simulation packages. EGS4 used in ICRP66 publication cannot accurately calculate AF in tin layers, like in BB and bb regions, for electron energies under 100 keV. On the other hand, PENELOPE can calculate AF of electrons for all energies used in ICRP66. This is of interest when AF from beta spectrum is being calculated for some radionuclides, like ^{214}Pb which contains 22.92% particles with energies below 80 keV.

The adopted scattering model in PENELOPE gives a reliable description of radiation transport in the energy range from about 1 keV (100 eV for electrons and positrons) to several hundred MeV. PENELOPE generates random electron-photon showers in complex material structures consisting of any number of distinct homogeneous regions (bodies) with different compositions. PENELOPE incorporates a scattering model that combines numerical total

cross sections (or stopping cross sections) with simple analytical differential cross sections for the different interaction mechanisms.

The simulation of electron and positron tracks is performed by means of a mixed (class II) algorithm. Individual hard elastic collisions, hard inelastic interactions and hard bremsstrahlung emission are simulated in a detailed way, i.e. by random sampling from the corresponding restricted differential cross sections. The track of a particle between successive hard interactions or between a hard interaction and the crossing of an interface (i.e. a surface that separates two media with different compositions) is generated as a series of steps of limited length. The combined effect of all (usually many) soft interactions that occur along a step is simulated as a single 'artificial' soft event (a random hinge) where the particle loses energy and changes its direction of motion. Secondary particles emitted with initial energy larger than the absorption energy are stored, and simulated after completion of each primary track.

PENELOPE has been structured in such a way that a particle track is generated as a sequence of track segments (free flights or 'jumps'); at the end of each segment the particle suffers an interaction event (a 'knock') where it loses energy, changes its direction of movement and, in certain cases, produces secondary particles.

Since PENELOPE is subroutine package (Salvat et al 2003), it must be complemented with a steering MAIN program, which controls the geometry and the evolution of tracks, keeps score of the relevant quantities and performs the required averages at the end of the simulation. In this paper MAIN source program for PENELOPE is developed to simulate electron transport through tissue and air within airway tubes. Two sets of input parameters were considered as follows:

Case I: the same parameters are used as in ICRP publication for EGS4 (electrons and photons are transported to energy of 1 keV and water with density of $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$ is used to represent tissue).

Case II: lower limit for electrons and photons deposition is set to EABS=100 eV, and epithelium tissue is used ($\rho = 1.054 \text{ g/cm}^3$) (Ziegler et al 1985).

Introduced parameters used in Case II should affect on simulation results for low electron energies.

In Figure 5. is shown flow diagram of the MAIN program. The simulation package is initialized from the MAIN program by calling subroutine PEINIT which reads the data files of the different materials, evaluates relevant scattering properties, prepares look-up tables of energy dependent quantities that are used during the simulation, and read input geometry file. Geometry file is written according to model of BB and bb regions described in ICRP66 publication (ICRP 1994). PENELOPE's geometry is based on quadric surfaces. Closed space limited with surfaces is called body. Every body is consisted of assigned material created using code placed in Material file which comes with PENELOPE package. During simulation particle is moving inside a body and deposit certain amount of its energy. Deposited energy is scoring within each body separately. Number of total sampled histories (NTOT) is set on 10^5 , where calculation error is smaller than 1%.

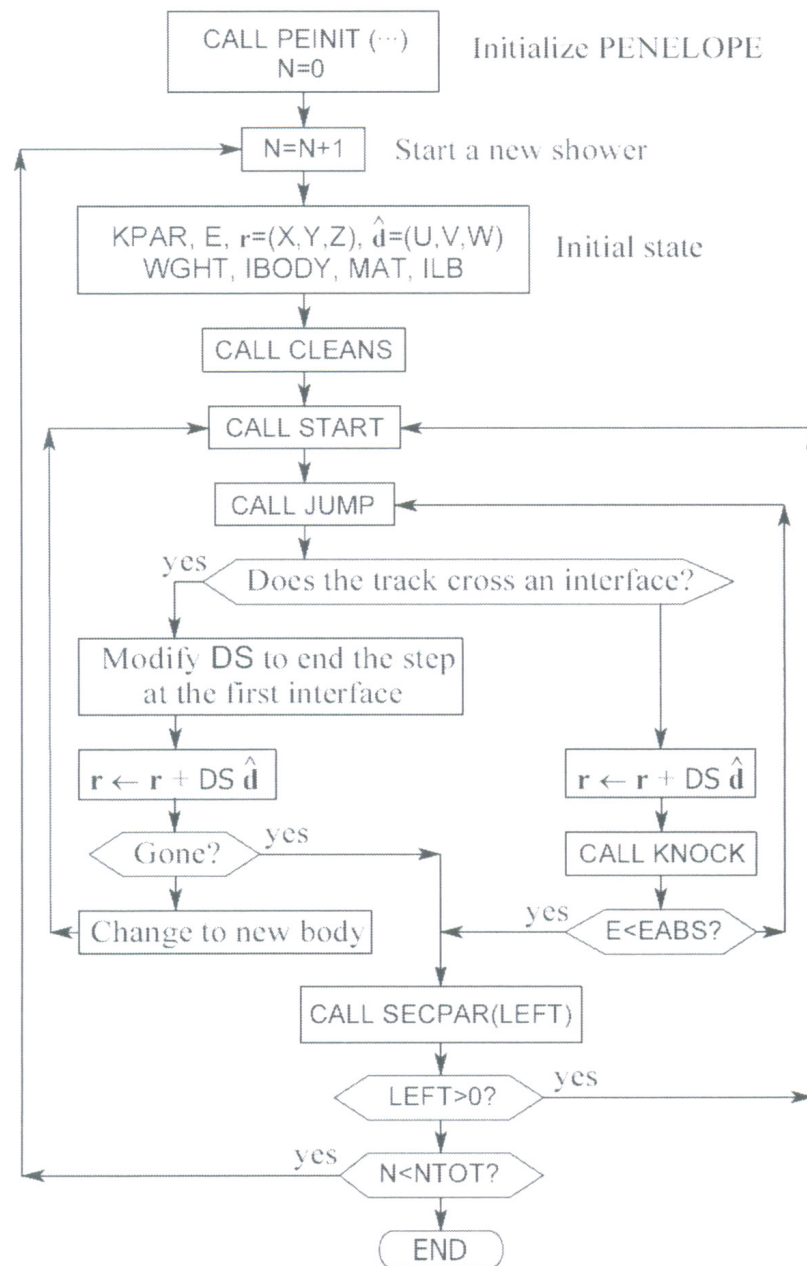


Figure 5. Flow diagram of the MAIN program for simulating electron showers with PENELOPE.

The simulation of electrons in airway by PENELOPE code can be described in several steps.

- Starting points of movement $\mathbf{r}(x,y,z)$ of particles are randomly taken in deposition sites of radon and its progeny. These sites are mucus (gel) and cilia layer, and are taken to be sources of beta particles. Simulations were performed for each source-target combination separately.
- In radiation transport, the direction of motion of a particle is described by a unit vector \mathbf{d} . Given a certain frame of reference, the direction \mathbf{d} can be specified by

giving either its direction cosines (u,v,w) (i.e. the projections of \mathbf{d} on the directions of the coordinate axes) or the polar angle θ and the azimuthally angle φ : $\mathbf{d}=(u,v,w)=(\sin\theta\cdot\cos\varphi, \sin\theta\cdot\sin\varphi, \cos\varphi)$. Parameters of unit vector \mathbf{d} , are randomly sampled.

- When initial state of particle is set subroutines CLEAN and START need to be called to perform operations necessary for simulation (setting all local variables to null, reading tables with cross sections, evaluating analytical cross sections, ...).
- Calling subroutine JUMP step length is generated and particle is moved in direction \mathbf{d} .
- If particle cross any of limiting surfaces further movement with parameters of new body is considered. In opposite, subroutine KNOCK is called to simulate an interaction event, compute new energy and direction of movement, and stores the initial states of the generated secondary particles, if any. Deposited energy DE in interaction event is also scored and these values are used for calculating AF.
- If particle, after interaction, has energy larger than value EABS this method is repeating until energy of particle goes below EABS, or particle leaves system.

Due to the interactions secondary particles are created which are stored and simulated after completing simulation of primary one. Subroutine LEFT is checking how many secondary particles are stored. After completing NTOT numbers of primary particles simulation is completed and relevant values are calculated and printed. Simulation parameters in this paper were set for detailed simulation with high accuracy.

3.3. Absorbed Fractions of Electrons

The simulations were performed by PENELOPE code for different sets of input parameters (cases I and II), for sources placed in various parts of BB and bb region. Calculated AF for monoenergetic electrons are shown in Figures 6 to 11 and these data are compared with ICRP66 publication. AF's in BB region, where source is in fast clearance mucus layer and targets are secretory and basal cells are presented in Figures 6 and 7. AF's shown in Figures 8 and 9 are concerning for sources in slow clearing source for BB region. In addition, AF's in bb region, where source is in fast and slow region, are presented in Figures 10 and 11.

It can be seen very good agreement for all data if emitted energy of electron is above 80 keV. In bb region slight disagreement is displayed for energies above 3 MeV.

Simulation with EGS4 code is not suitable with thin layers like those in bb region. For high energies multiple elastic scattering has to be switched off when track length exceeds distance to nearest surface (Fernández et al 1993). Because of this, stabilization for short step lengths does not necessarily imply that simulation results are correct. Consequently, the errors during simulation will be larger.

For energies below 80 keV there are significant discrepancies between AF calculated with EGS4 and PENELOPE. EGS4 values for AF rapidly decreases and goes to null at about 40 keV, depending of position of source, and target. These values are much smaller than PENELOPE's, which gives not null values for AF down to energy of 10 keV. The difference in results for low energies is consequence of working methods build in EGS4 and

PENELOPE. Multiple scattering theories used in EGS4 gives good results for higher energies (about 100 keV and above), while this method is not accurate for low energies. On the other hand, PENELOPE is using detailed algorithm which performs particle by particle simulation, and can accurately simulate electrons scattering for energies down to 100 eV .

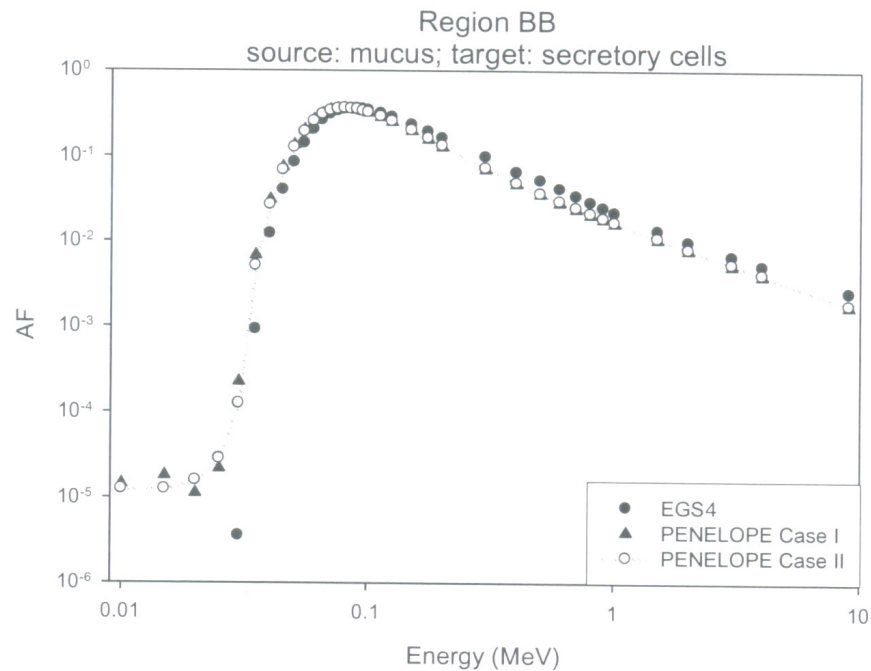


Figure 6. AF in BB region where source is in mucus layer and targets are secretory cells.

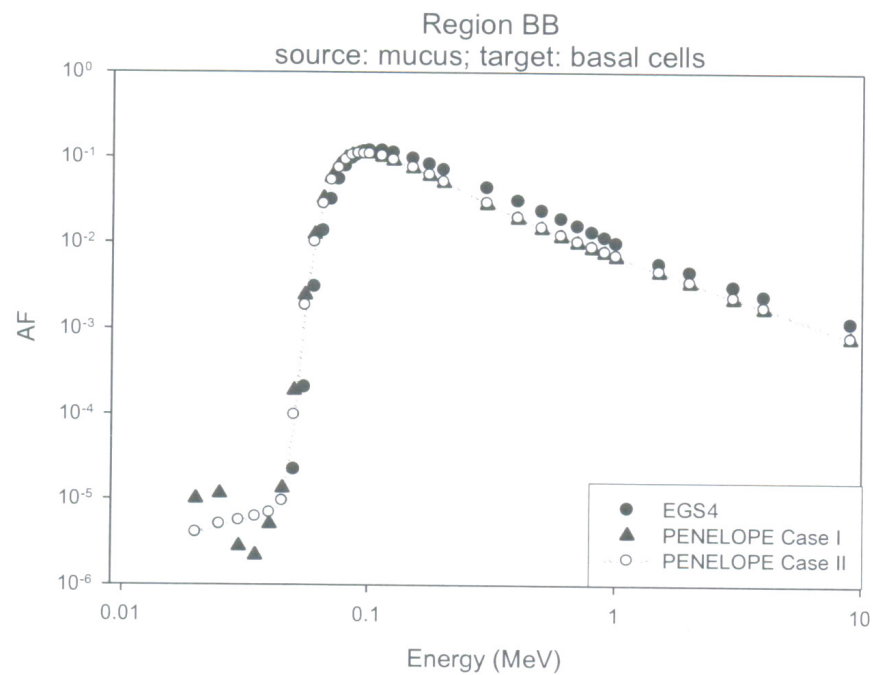


Figure 7. AF in BB region where source is in mucus layer and targets are basal cells.

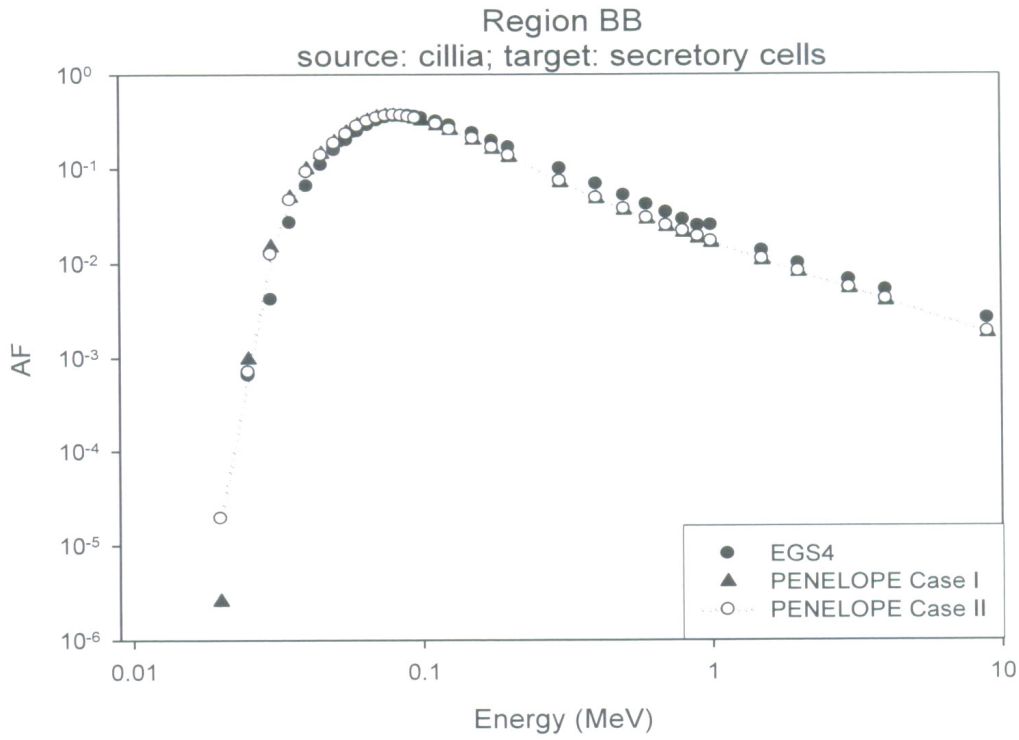


Figure 8. AF in BB region where source is in cilia layer and targets are secretory cells.

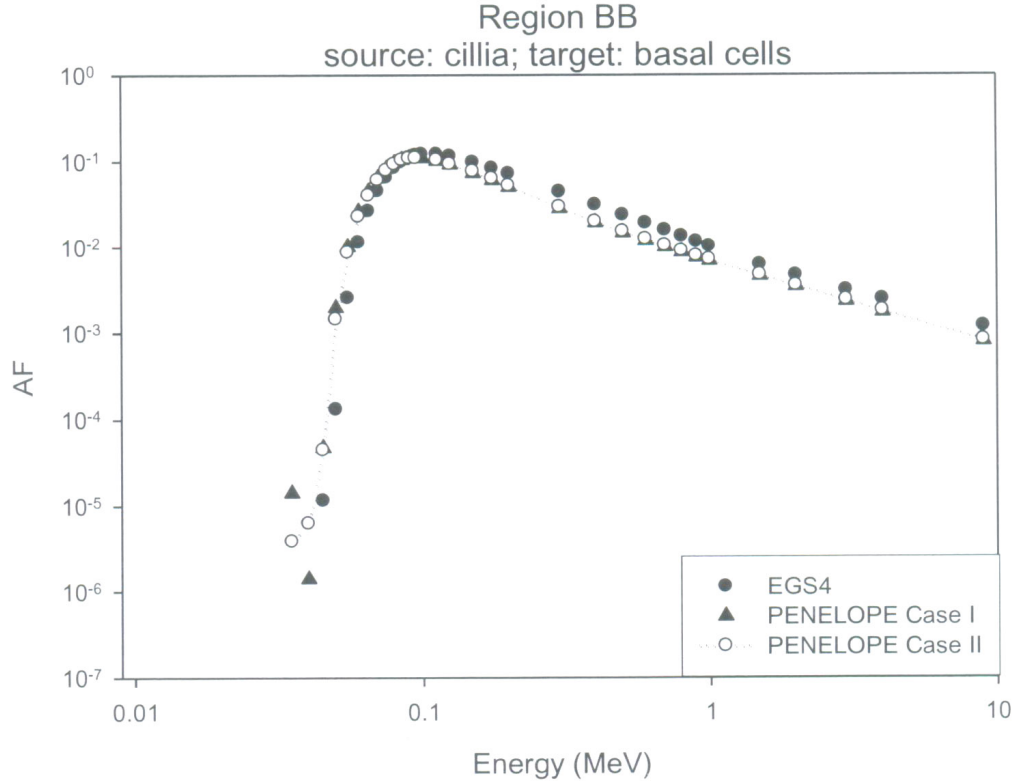


Figure 9. AF in BB region where source is in cilia layer and targets are basal cells.

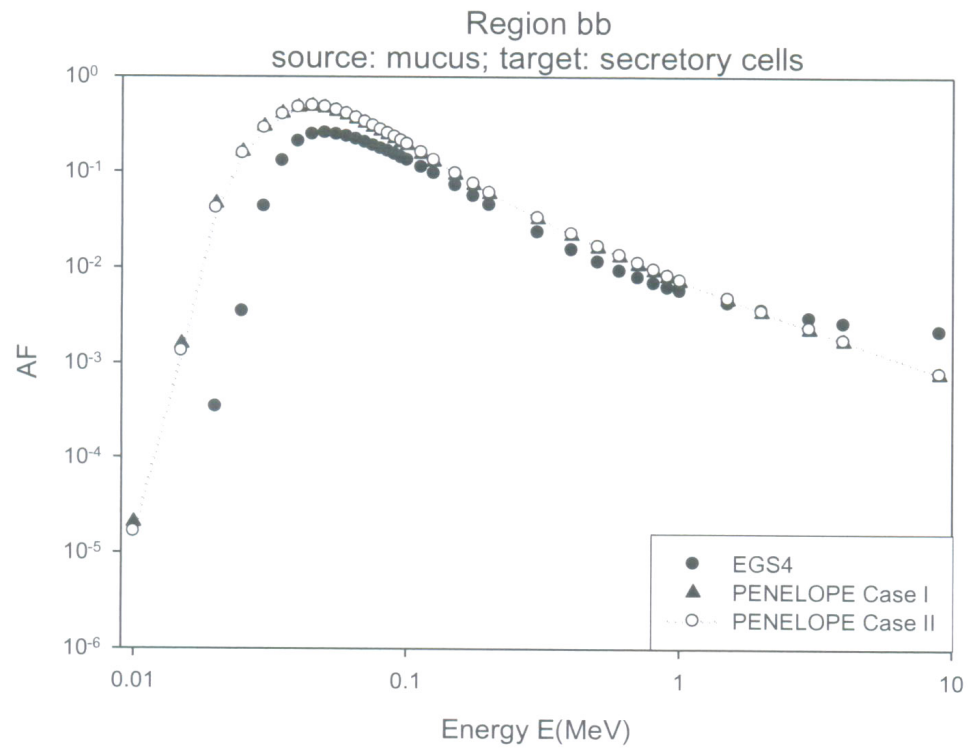


Figure 10. AF in bb region where source is in mucus layer and targets are secretory cells.

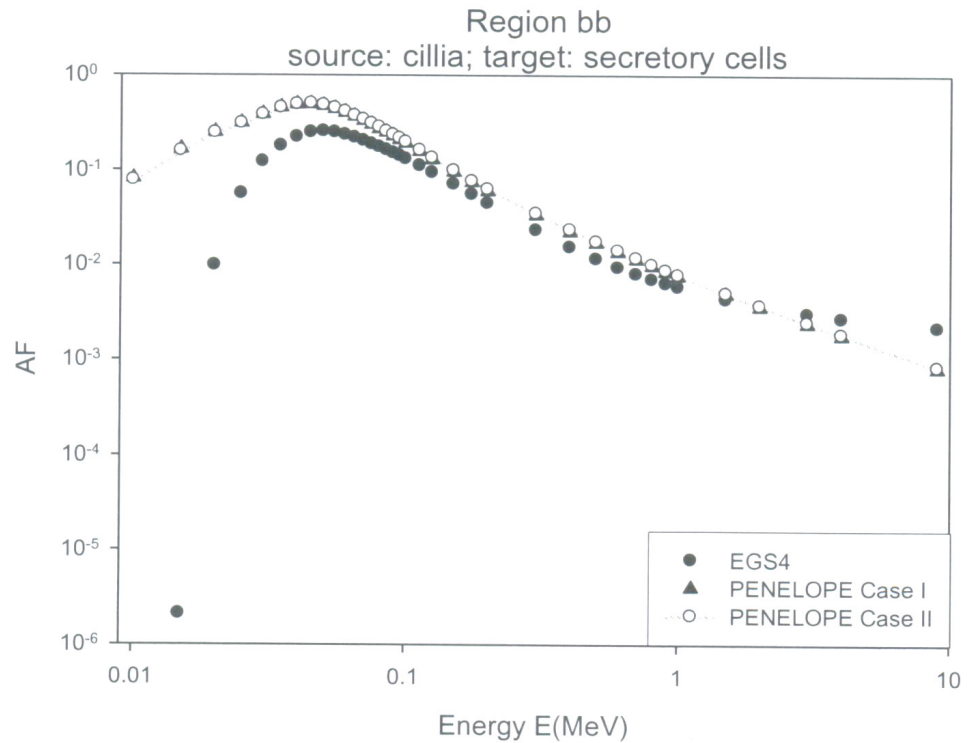


Figure 11. AF in bb region where source is in cilia layer and targets are basal cells.

The difference between simulations Sets I and II performed by PENELOPE can be clearly seen on Figures 6, 7 and 9. Distortions of graph in Case I for energies up to 30 keV are consequence of upper limit for energy loss (EABS) in each scattering event, which is 1 keV. This limit presents significant percent comparing with energy of low energy electrons and affect on accuracy of results. In Case II EABS is ten times smaller (100 eV), so this value can't affect on results and can produce errors.

Differences in results for small energies are from great importance when calculating AF for beta spectrum of radionuclides. Beta spectrum from radon progeny are shown in Figure 12. where can be seen that for ^{212}Pb , 48.75% emitted beta particles have energies below 80 keV. For ^{214}Pb and ^{214}Bi fraction percent of particles with energies below 80 keV are respectively 22.92%, 7.41%. Due to the large fraction of beta particles with small energies, difference in values for AF from betas is evident.

AF's from monoenergetic electrons are used in ICRP for evaluating AF from beta particles of different sources. For calculating AF from beta emission in this paper 10^6 particles are sampled with energies generated from spectrums presented in Figure 12. Set of parameters were used like in Case II, to ensure accuracy of results. Table 4. shows AF's from betas, calculated with PENELOPE.

Table 4. AF calculated from beta sources for ^{222}Rn

region	BB				bb	
	mucus		cilia		mucus	cilia
source	secret	basal	secret	basal	secret	
AF(^{214}Pb)	0.09499	0.03423	0.09676	0.03460	0.05689	0.05942
AF(^{214}Bi)	0.02956	0.01167	0.03003	0.01178	0.01504	0.01570

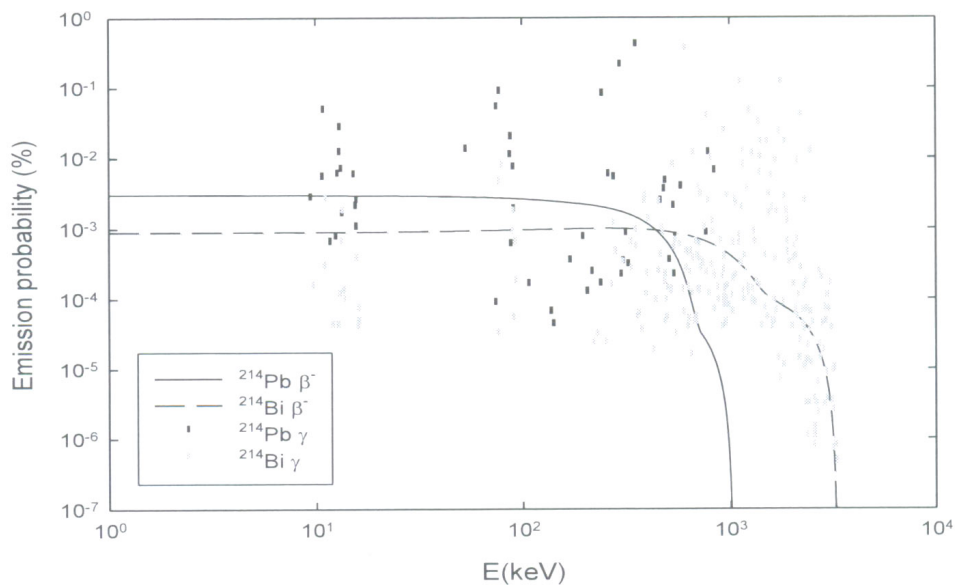


Figure 12. Beta spectrums of ^{222}Rn progeny with following gamma lines.

Transport and interaction of beta radiation with medium of HRTM were simulated, and AF's for monoenergetic electrons were calculated using more accurate method. Results showed the differences in range of electron energies to up 80 keV. The question is how much is significant difference in results for low energies of electrons, and which contribution have beta particles with low initial energies to AF from whole spectrum. As mentioned before AF presents ratio of absorbed energy, E_{abs} of the particle in a given region to its emitted energy, E_{tot} :

$$AF = \frac{E_{abs}}{E_{tot}} . \quad (7)$$

During simulation of betas, deposited energies from electrons with initial energies below 80 keV, $E_{abs}^{<80keV}$, are scored separately. These values were used to estimate the contribution beta particles with energies below 80 keV to AF from whole spectrum: $E_{abs}^{<80keV} / E_{abs}$. Calculations showed that this contribution is very significant and goes up to 20 %. For all progeny contributions are in range from 3% to 20%, depending of source-target combinations.

4. DOSES FROM BETA RADIATION IN SENSITIVE LAYERS OF HUMAN LUNG AND DOSE CONVERSION FACTORS DUE TO ²²²RN PROGENY

Here objective is to calculate doses to the sensitive targets of the bronchial and bronchiolar regions, in order to determine the dose contribution of beta particles. These targets are layers that contain nuclei of secretory and basal cells (Figures 1, 2). To determine dose and dose conversion factor – DCF absorbed fractions of electrons in sensitive layers will be used. The absorbed fraction (AF) represents the ratio of the energy absorbed in a volume of interest and the initial energy of a beta particle, $AF = E_{abs} / E_i$, where E_{abs} is the absorbed energy in a medium of interest and E_i is the initial energy of the beta particle. Furthermore, dependence of the DCF on environmental parameters described by Jacobi (1972) will be investigated.

After inhalation of radon progeny, a certain fraction of the inhaled activity is deposited on the inner layers of bronchi and bronchioles, where it decays or can be removed by means of some clearing processes (ICRP 1994). In order to determine effective dose in sensitive target layers (Figures 1, 2), the energy absorbed per target mass (the so-called absorbed dose) must be evaluated and multiplied with any radiation- and tissue-weighting factors. The absorbed energy, E_{abs} , per emitted particle of radiation is related to AF as follows:

$$E_{abs} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_i \cdot AF(E_i) . \quad (8)$$

where E_i is the initial energy of the i -th beta particle and N is the total number of beta particles.

AF(E_i) is the absorbed fraction, which, in this case, represents the ratio of the energy absorbed in a sensitive target and the initial energy of beta particle. E_{abs} values were calculated using (8) for four source–target combinations for ²¹⁴Pb, ²¹⁴Bi, where the sources were located in the fast and slow mucus and targets were layers that contain nuclei of secretory and basal cells. Initial energies of beta particles E_i were randomly sampled according to beta spectra of ²¹⁴Pb, ²¹⁴Bi, presented in the study of Markovic et al. (2008), Figure 12. To ensure the statistical uncertainty in the simulations to be below 1%, N = 10⁶ beta particles were sampled.

Mean absorbed doses in target layers (layers that contain nuclei of secretory and basal cells in the BB region and the layer that contains nuclei of secretory cells in the bb region) were calculated by summing the absorbed energies in these layers and dividing the sum by the mass of the target layer (in MeV/g per particle of radiation).

Doses in target layers of the BB region are the following:

$$\overline{D}_{BB}^j = \frac{\sum_i E_{abs}^{i,j}}{m_{BB}^j} \quad (9)$$

where m_j BB is the mass of the j -th sensitive target region (basal or secretory layer) and i denotes the source (fast or slow mucus). In contrast, the bb region does not contain any basal cells and consequently, the mean dose in (MeV/g per particle of radiation) is as follows:

$$\overline{D}_{bb} = \frac{\sum_i E_{dep}^i}{m_{bb}}, \quad i = \text{fast and slow mucus}, \quad (10)$$

where m_{bb} is the mass of the secretory layer.

Total absorbed dose in the BB region from radionuclide n ($n = {}^{214}\text{Pb}$ and ${}^{214}\text{Bi}$) was obtained by adding the weighted doses obtained for the basal and secretory layers. The corresponding weighting factors were taken to be 0.5 (ICRP 1994), and the total dose from nuclide n in the BB region is given by (11).

$$D_{BB}^n = 0.5 \cdot D_{BB}^{Basal,n} + 0.5 \cdot D_{BB}^{Secretory,n} \quad (11)$$

Furthermore, the bronchial, bronchiolar, and alveolar–intestinal regions were each assigned a weighting factor 0.333 (ICRP 1994). Therefore, total absorbed dose in the tracheobronchial (T–B) region, from nuclide n , is given by (12).

$$D_{T-B,per\ radiation\ particle}^n = 0.333 \cdot D_{BB}^n + 0.333 \cdot D_{bb}^n \quad (12)$$

To determine DCF, absorbed dose must be recalculated per unit exposure ($m\text{Gy}/\text{WLM}$) and not per particle of radiation. Unit exposure given in working level month (WLM) corresponds to an exposure time of 170 h in an atmosphere in which radon is present at a concentration of $3700 \text{ Bq}/\text{m}^3$ in equilibrium with its progeny. In order to transform dose per particle to dose

per one disintegration, the absorbed dose from (12) is multiplied with the activity concentration, A , deposited in the human lungs and determined for unit exposure conditions (which means per one WLM) and yield:

$$D_{T-B}^n = A_i^n \cdot Y \cdot D_{T-B, \text{ per radiation particle}}^n \quad (13)$$

where Y is the yield of beta radiation, which refers to the fraction of emitted electrons per beta decay. For beta decay, the yield is always equal to unity. A is the activity in the i -th region (BB or bb) of n th radionuclide (^{214}Pb or ^{214}Bi).

The absorbed dose is then multiplied by a radiation weighting factor (w_r) of beta particles, which is equal to one, and summed for all nuclides n to give equivalent dose (ICRP 2007) (in the unit of mSv/WLM).

$$H = \sum_n w_R \cdot D_{T-B}^n, n = ^{214}\text{Pb}, ^{214}\text{Bi} \quad (14)$$

The effective dose is further obtained by multiplying the equivalent dose with the appropriate tissue-weighting factor, which is 0.12 for lung (ICRP 2007).

$$E = 0.12 \cdot H \quad (15)$$

Effective dose calculated per unit exposure (in mSv/WLM) represents the DCF.

In addition, the DCF dependence on environmental parameters described by Jacobi (1972) was investigated. The original Jacobi model is based on a one-modal distribution of attached progeny. However, some experimental data suggest aerosols' size distribution to be three-modal (Porstendorfer and Reineking 2000), where the nucleation, accumulation, and coarse modes were recognized. Deposition rate of attached progeny is varied for each mode, where ranges of parameter values and best estimate were taken from the study of Nikezic and Stevanovic (2007) and are presented in Table 5.

Table 5. Jacobi room model parameters range and best estimate (Nikezic and Stevanovic, 2007)

Parameter	Best estimate	Parameter range
λ_v	0.55 h ⁻¹	0.2–2 h ⁻¹
λ_a	50 h ⁻¹	5–500 h ⁻¹
λ_d^u	20 h ⁻¹	5–110 h ⁻¹
λ_d^a nucleation mode	1.2 h ⁻¹	0.05–1.2 h ⁻¹
λ_d^a accumulation mode	0.2 h ⁻¹	0.05–1.2 h ⁻¹
λ_d^a coarse mode	0.2 h ⁻¹	0.05–1.2 h ⁻¹

The input parameters required for the Jacobi model (λ_v , λ_a , λ_d^u and λ_d^a) and used by LUNGDOSE have been changed one per one in ranges given in Table 5, with different steps in different cases. If one parameter value was changed, the other three parameters have been kept at their best estimates, which are given in Table 5. Ventilation rate, λ_v , was changed with a step of 0.2 h^{-1} ; attachment rate, λ_a , was changed with a step of 20 h^{-1} , deposition rate of unattached, λ_d^u , was changed with a step of 10 h^{-1} , and deposition rate of attached, λ_d^a , was changed with a step of 0.05 h^{-1} for all three modes. DCFs were calculated for each of these sampled combinations, and the resulting possible DCFs ranges for various values of the Jacobi model parameters are presented below.

4.1. Doses in Sensitive Layers and DCF

Absorbed dose and DCF from beta emitters in radon and thoron chains Doses in sensitive HRT layers due to beta particles from radon and thoron progeny were calculated as described above, and the results are given in Table 6.

Summing up the contribution of all radionuclides to total absorbed dose D_{t-b} , the effective dose per unit exposure (DCF) in the T-B region was obtained (Table 7).

Table 6. Absorbed doses from beta-particles in [0.1·MeV/(g·per particle of radiation)] in sensitive HRT regions due to short-lived radon progeny

	^{214}Pb	^{214}Bi
$D_{\text{BB Secret}}$	2.03	1.93
$D_{\text{BB Basal}}$	1.64	1.68
D_{BB}	1.83	1.80
D_{bb}	0.161	0.293
$D_{\text{t-b}}$	0.664	0.6.98

Table 7. Total absorbed dose from beta-particles in [mGy/WLM], and DCF in [mSv/WLM]

	^{222}Rn progeny
$D_{\text{t-b}}$	1.73
DCF	0.21

According to these results, the DCFs calculated in sensitive layers are 0.21 mSv/WLM for radon beta-active progeny, with relative uncertainty below 1%. In contrast, for alpha particles from radon progeny, the DCF is between 13 and 15 mSv/WLM , (Nikezic and Stevanovic 2007). When comparing absorbed doses for alpha and beta radiation, the difference in the values is not so large. While the total absorbed dose per WLM (D_{T-B}) for alpha particles is 4.12 mGy/WLM (Nikezic et al. 2006) for radon progeny, these for beta particles is 1.73 mGy/WLM for radon progeny (Table 6), which corresponds to about 40% of

alpha dose for radon. This is due to the small relative biological effectiveness of electrons, which is 20 times smaller than that of alpha particles.

4.2. Dependence of DCF on Some Environmental Parameters

In addition, the DCF dependence on environmental parameters was also investigated for both radon and thoron progeny. For example, variation of DCF as a function of ventilation rate λ_v is presented in Figure 13. One can see that DCF slightly increases with ventilation rate. With increasing λ_v , radon and thoron progeny concentrations decrease. Hence, effective dose and PAEC are decreasing with increasing λ_v . Computations show that the decrease of PAEC is greater than the decrease of effective dose, so DCF increases with λ_v . DCF values vary between 0.2013 and 0.2245 mSv/WLM.

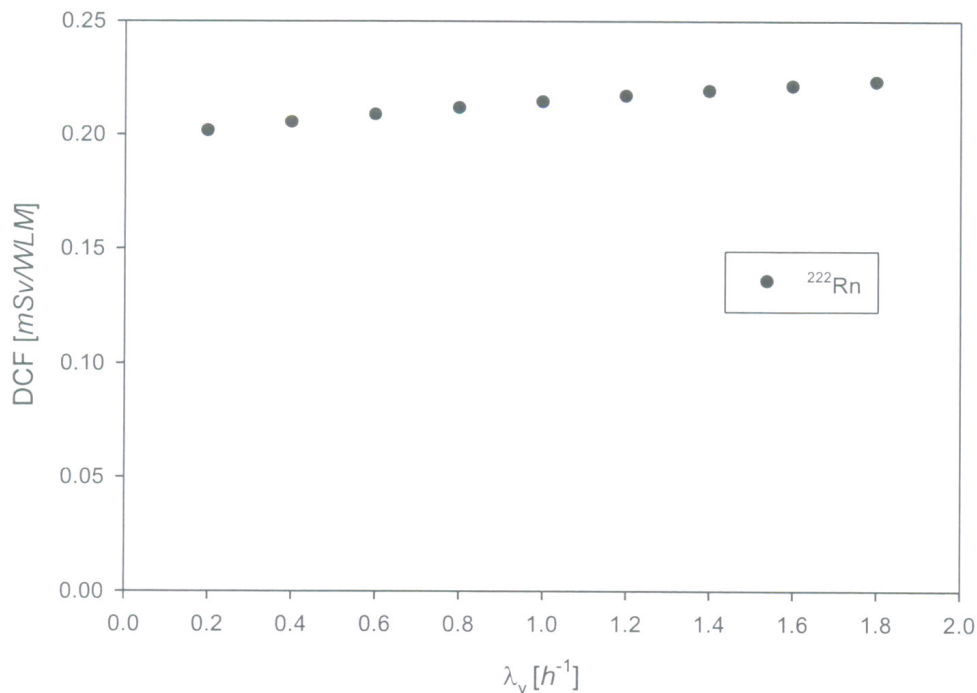


Figure 13. Dependence of ^{222}Rn DCFs from beta-particles on ventilation rate λ_v .

The DCF dependence for radon progeny on the attachment rate λ_a is pronounced only for small values of λ_a , until it reaches the best estimated value (Figure 14). The maximum DCF value is 0.2932 mSv/WLM. Deposition rate is different for the attached and unattached mode. The DCF dependence on deposition rate (unattached mode) is shown in Figure 15: The DCF is almost independent on deposition rate of the unattached mode and varies only between 0.201 and 0.223 mSv/WLM.

If deposition rate is varied from 0.05 up to 1.2 h^{-1} , the DCF for radon progeny shows a range of 0.20-0.23 mSv/WLM (Figure 16), i.e., it changes by up to 15%.

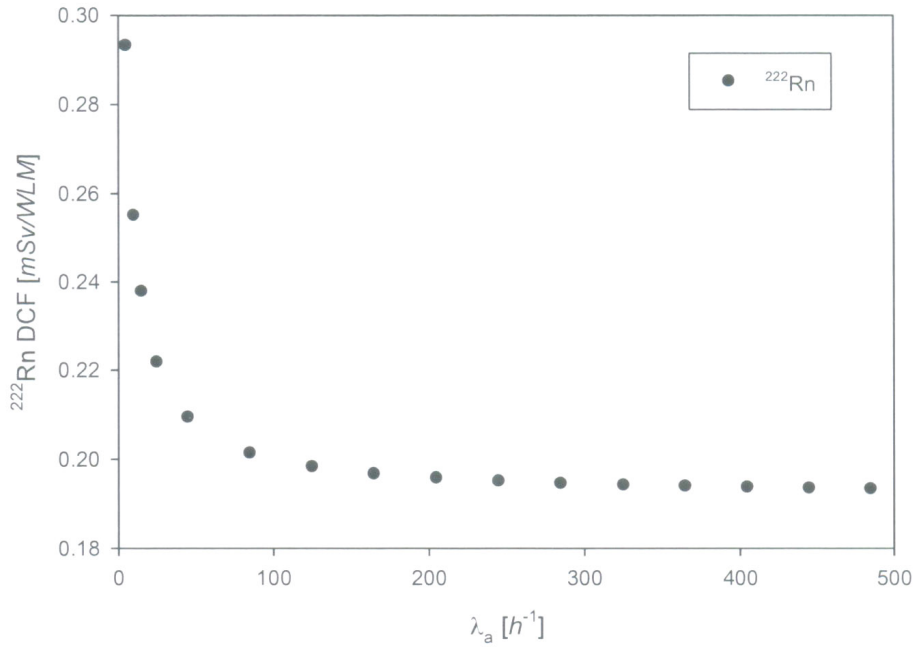


Figure 14. Dependence of ^{222}Rn DCFs from beta-particles on attachment rate λ_a .

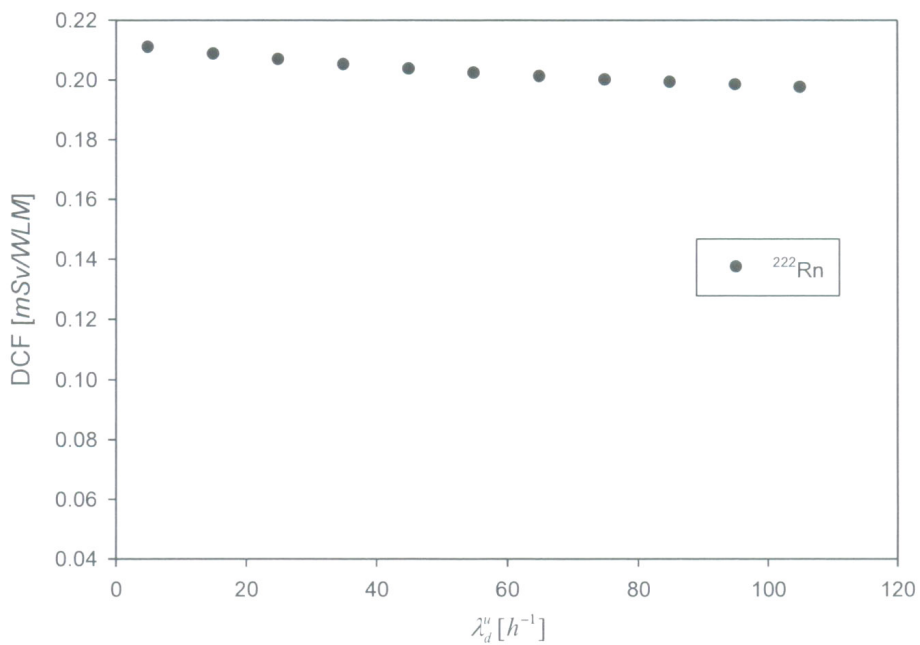


Figure 15. Dependence of ^{220}Rn DCF from beta-particles on deposition rate of unattached progeny, λ_d'' .

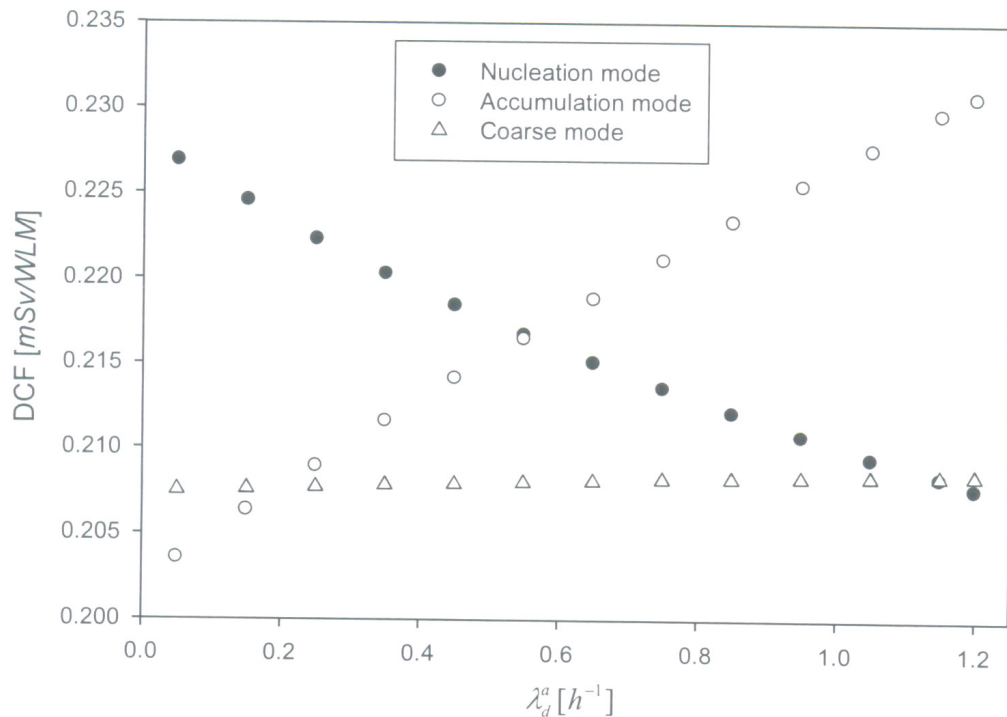


Figure 16. Dependence of ^{222}Rn DCF from beta-particles on deposition rate of attached progeny, λ_d^a .

The influence of the environmentally related parameters described by Jacobi and presented in Figures 13, 14, 15, and 16 is quite significant and can result in variation of DCF values of up to 50%. DCF dependence on the Jacobi parameters cannot be directly shown. DCF was defined as the effective dose per unit exposure. Exposure is related to PAEC and time spent in an environment with a given PAEC. To understand how the Jacobi parameters affect DCF, it is crucial to understand its influence on effective dose and PAEC. The relation between these two quantities defines the behavior of DCF. With an increase in these parameters, PAEC from radon progeny decreases, except for the attachment rate. When ventilation rate increases, indoor airflow is stronger and progeny remove faster from the room, which reduces their room concentrations. When deposition rates increase, unattached and attached progeny deposit faster on the room wall and their air concentrations are reduced. The deposition rate of the attached fraction is smaller than that of the unattached fraction, and their progeny stay in the room for a longer time and have a better contribution to the PAEC. An increase in the attachment rate increases the PAEC of radon progeny. This effect is very pronounced for lower attachment rates where DCF suddenly decreases (Figure 14). For the nucleation mode, variation of the deposition rate is affecting the effective dose by decreasing it. Changing the rate of effective dose is more pronounced than for PAEC which causes decreases in DCF (Figure 16). For the accumulation mode, PAEC decreases more rapidly, which results in an increase in DCF for radon progeny (Figure 16). Varying the deposition rate of attached progeny for the coarse mode has little effect on DCF because the coarse mode comprises only two percent of all attached modes.

For best estimates of the parameters of the Jacobi model (Table 1), the unattached fraction has a small contribution to DCF and variation of the deposition rate of this fraction

has a small influence on the DCF value. For radon progeny with an increase in deposition rate, PAEC decreases more slowly than effective dose and DCF slowly decreases (Figure 15). Table 8 summarizes the values and ranges from Figures 13, 14, 15, and 16 and gives parameter range values. The DCF minimal value is 0.1933 *mSv/WLM* and the DCF reaches a maximum at 0.2932 *mSv/WLM*.

Table 8. Jacobi room model parameter range and corresponding DCFs range for radon progeny [*mSv/WLM*]

Parameter	Parameter range	DCF ²²² Rn
λ_v	0.2–2 h ⁻¹	0.201–0.223
λ_a	5–500 h ⁻¹	0.293–0.193
λ_d^u	5–110 h ⁻¹	0.211–0.197
λ_d^a nucleation mode	0.05–1.2 h ⁻¹	0.227–0.208
λ_d^a accumulation mode	0.05–1.2 h ⁻¹	0.204–0.231
λ_d^a coarse mode	0.05–1.2 h ⁻¹	0.208–0.208

Contribution of beta particles from short-lived radon progeny to DCF has been determined and doses in sensitive layers of the human lungs were calculated. The results presented here allow risks of exposure to be quantified and compared. The DCF value for beta-active radon progeny is 0.21 *mSv/WLM*; thus, it is about 2% of that for alpha-active progeny. For high exposure rates, this value can present a significant radiation hazard.

Variation of Jacobi room parameters showed that knowledge of ²²²Rn concentration is not enough to estimate DCF. The Jacobi parameters affect the DCF value by about 30–35%, for examined parameter ranges. Other parameters that may also influence the DCF were not considered in the present work. In other words, to estimate DCF values, besides radon concentrations, it is also necessary to know room conditions characterized by Jacobi parameters. The DCFs from beta emitters are few percents when compared with those of alpha emitters, but it might not be neglected and further investigation is needed into influence of beta particles on sensitive layers in human lung.

5. GAMMA AND BETA DOSES IN HUMAN ORGANS DUE TO RADON PROGENY IN HUMAN LUNG

After the inhalation, radon progeny deposit on the inner layers of bronchi (BB) and bronchioles (bb), and in the alveolar interstitial region (AI) (ICRP 1994). Deposited progeny are transferred to blood or to gastrointestinal (GI) tract via clearance mechanisms or simply decay in the lung. A lot of work has been done to determine doses in human lung due to short lived radon progeny. Many papers deal with determination of dose delivered by α particles in the lung, (Nikezic and Yu 2001; Nikezic et al 2006) because of their low range and relatively high and discrete energy (6 MeV for ²¹⁸Po and 7.69 MeV for ²¹⁴Po). On the other β^- and γ are

much more penetrating than α particles and their mean free paths in tissue are from few millimeters for low energy electrons to a few tens of centimeters for high energy photons.

Here doses from gamma and beta radiation emitted by radon progeny ^{214}Pb , and ^{214}Bi located in the lung were calculated for human ORNL phantom (Krstic and Nikezic 2007). Doses were recalculated per unit exposure, in order to compare contribution to DCC from alpha on one side and from beta and gamma radiation to other side. For this purpose MCNP 4B software, which performs simulation of neutron, photon and electron propagation through arbitrary material and geometry, was used (Briesmeister 2007). For photons, the code accounts for incoherent and coherent scattering, the possibility of fluorescent emission after photoelectric absorption, and absorption in electron positron pair production. Electron/positron transport processes account for angular deflection through multiple Coulomb scattering, collision energy loss with optional straggling, and the production of secondary particles including K x-rays, knock-on and Auger electrons, bremsstrahlung, and annihilation gamma rays from positron annihilation at rest. In this paper simulation of transport of electrons and photons is performed in the adult male and female ORNL phantoms.

MCNP simulation software was used to calculate mean absorbed dose (in MeV/g *per one particle of radiation*) in “main” organs and the “remainder” tissue of the human body (ICRP 1991). Analytical models of the human body were described in Oak Ridge National Laboratory (ORNL) publications (Eckerman et al 2008). All organs of the human body were represented with analytical equations of various three dimensional geometrical bodies.

According to ORNL, human phantom consists of three types of tissues, skeletal, lung and soft, with different densities and elemental compositions. All equations for organs of all phantoms, with other relevant information (elemental compositions, volumes, masses etc), were programmed in input files for MCNP-4B code (Krstic and Nikezic, 2007). By combining surfaces through Bull algebra, MCNP-4B forms cells representing various organs. Two different input files were created: adult male and adult female (Table of Radioactive Isotopes, <http://ie.lbl.gov/education/isotopes.htm>). An example of longitude crosses of the ORNL phantom, obtained with the input MCNP file used in this work that was previously created in (Krstic and Nikezic, 2007) is shown in Figure 17.

DCCs were calculated from β^- and γ radiation emitted by ^{214}Pb and ^{214}Bi , which are distributed on inner layers of bronchi and bronchioles of human respiratory tract and in AI region (ICRP 1994). Deposition and clearance of inhaled radon progeny were calculated as recommended in ICRP publication 66 (1994). Equilibrium activities of ^{218}Po , ^{214}Pb and $^{214}\text{Bi}/^{214}\text{Po}$ in all compartments of human lung were obtained as balance between deposition and all clearance mechanisms. They were further used to calculate number of disintegrations per 1 WLM for assumed exposure conditions.

To calculate doses in other organs when the source is in the lungs, ORNL phantom of human body was applied. This model does not give almost any detail of human lung. Tree structure of T-B was completely neglected and whole respiratory tract is given with two asymmetrical ellipsoids representing two (left and right) lungs. Two different and independent models, ICRP66 model of HRTM and ORNL phantom, were used. One has to assume uniform distribution of activity in ORNL phantom, because this model does not take into account fine structure of human lung which is given in ICRP66. Uniform distribution means uniform random sampling of initial photons and electrons points in objects which represent lung in ORNL model.

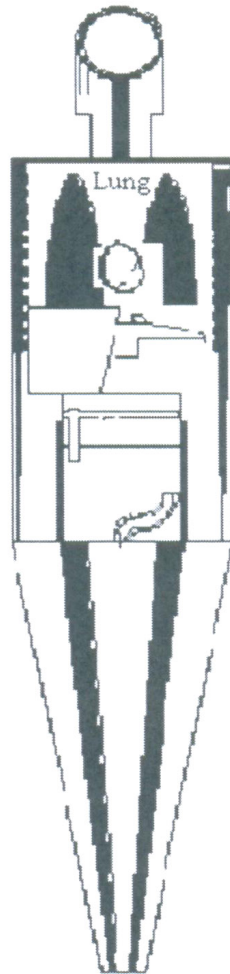


Figure 17. Longitude crosses of the ORNL phantom. Different organs are seen here, but only lungs are denoted as a source of radiation. All other organs, including lung itself are target.

The intention was to calculate the mean absorbed dose in all organs of human body from the radioactivity located in the lung region of ORNL phantom using MCNP. The results are given in $MeV \cdot g^{-1}$ per one emitted particle (electron or photon).

MCNP calculations were performed for left and right lung separately, for each of them as a source of beta and gamma radiation, since the region for sampling points in MCNP must be closed. This could be overcome in MCNP by presenting the source as the union of regions which represent left and right lung, but the number of histories must be increased to ensure low statistical error. This is very expensive on account of computing time and calculations were done separately. The mean absorbed dose, $\overline{D_{T,R}^n}$ in some organ T, from radiation R (β or γ) and nuclide n (^{214}Pb or ^{214}Bi), was obtained as weighting of doses from left $\overline{(D_{T,R}^n)_{Left}}$ and the right $\overline{(D_{T,R}^n)_{Right}}$ lung according to their masses:

$$\overline{D_{T,R}^n} = \omega_{Left} \overline{(D_{T,R}^n)_{Left}} + \omega_{Right} \overline{(D_{T,R}^n)_{Right}}, \quad (15)$$

where $\omega_{Left} = 0.46$ and $\omega_{Right} = 0.54$ are mass weighting factors of left and right lungs respectively.

Spectrums of β^- radiation are presented in Figure 12. Particle energy was sampled according to yields using random method incorporated in MCNP. In order to simulate emission of whole spectrum of β^- and γ radiations, large number of “histories” was created (about 10^8) to ensure low statistical error in simulation. As a result of computation, *mean absorbed dose per one particle* of radiation (β or γ) from Left and Right lung as a source was obtained for adult male and female ORNL phantom. Mean absorbed dose per particle of radiation from whole lung as source was calculated using Eq. (15).

To estimate DCC in mSv/WLM, $\overline{D_{T,R}^n}$ per one particle of radiation obtained as described above, should be recalculated in the following way. Total activity, A_n of nuclide, n (^{214}Pb or ^{214}Bi), can be expressed as:

$$A_n = A_{BB,mucus}^n + A_{BB,celia}^n + A_{bb,mucus}^n + A_{bb,celia}^n + A_{AI}^n. \quad (16)$$

For ^{214}Pb total activity in all regions (BB, bb and AI) is 406.8 Bq per one WL and for ^{214}Bi is 578.4 Bq per one WL. It is interesting to note that activity of ^{214}Bi is larger than that for ^{214}Pb . There is accumulation of ^{214}Bi in AI region. Total ^{214}Bi in AI region is sum of two components. One component is formed after decay of ^{214}Pb (which should have the same activity as ^{214}Pb) and second one from fresh deposition from inhaled air. This is explanation why is activity of ^{214}Bi larger than that of ^{214}Pb .

Since $\overline{D_{T,R}^n}$ obtained in simulation is given per quantum or per particle of radiation, and activities per disintegration, to derive absorbed dose per one WLM one need to know the yield of certain type of radiation. Yield of β^- radiation is 1, since each process of disintegration is followed with emission of one electron, while yield for γ quanta differ because none, one or more γ particles can be emitted per one disintegration. Yield of ^{214}Pb γ spectrum is 0.98, while that for ^{214}Bi is 1.37.

5.1. Doses in Organs

Using data for activities and yields and $\overline{D_{T,R}^n}$ obtained from simulation, absorbed doses, $D_{T,R}^n$, per WLM for different types of radiation R (β or γ) and nuclide n (^{214}Pb or ^{214}Bi) in the main organs of the human body and remainder tissue T were obtained as:

$$D_{T,R}^n = \overline{D_{T,R}^n} \cdot A_n \cdot YIELD_R^n \quad (17)$$

Results were presented in Tables 9 and 10, for β^- and γ particles respective.

Table 9. Absorbed doses in human organs of adult male and female phantom from β^- radiation of radon progeny nuclides, ^{214}Pb and ^{214}Bi , distributed in human lungs in ($\mu\text{Gy}/\text{WLM}$)

$\mu\text{Gy}/\text{WLM}$	$^{214}\text{Pb}, \beta^-$	$^{214}\text{Pb}, \beta^-$	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$	$^{214}\text{Bi}, \beta^-$
	male	female	male	female
lung	16.9	26	64.2	95.9
skin	$2.64 \cdot 10^{-5}$	$2.96 \cdot 10^{-5}$	$3.56 \cdot 10^{-4}$	$4.08 \cdot 10^{-4}$
liver	$1.58 \cdot 10^{-4}$	$2.23 \cdot 10^{-4}$	$8.44 \cdot 10^{-3}$	$1.72 \cdot 10^{-2}$
stomach	$8.78 \cdot 10^{-5}$	$1.43 \cdot 10^{-4}$	$3.40 \cdot 10^{-3}$	$2.35 \cdot 10^{-3}$
bladder	$1.74 \cdot 10^{-6}$	$7.20 \cdot 10^{-7}$	$7.01 \cdot 10^{-5}$	$2.54 \cdot 10^{-6}$
testes/ovaries	$5.65 \cdot 10^{-5}$	$3.93 \cdot 10^{-4}$	$9.80 \cdot 10^{-5}$	$2.31 \cdot 10^{-4}$
esophagus	$2.41 \cdot 10^{-5}$	$3.63 \cdot 10^{-4}$	$3.69 \cdot 10^{-4}$	$4.16 \cdot 10^{-3}$
colon	$4.26 \cdot 10^{-6}$	$1.01 \cdot 10^{-5}$	$9.49 \cdot 10^{-5}$	$1.79 \cdot 10^{-4}$
thyroid	$1.13 \cdot 10^{-5}$	$4.82 \cdot 10^{-5}$	$2.35 \cdot 10^{-4}$	$3.75 \cdot 10^{-4}$
bone surface	$1.14 \cdot 10^{-4}$	$1.73 \cdot 10^{-4}$	$2.24 \cdot 10^{-3}$	$1.77 \cdot 10^{-3}$
bone marrow	$1.99 \cdot 10^{-4}$	$2.53 \cdot 10^{-4}$	$4.20 \cdot 10^{-3}$	$2.64 \cdot 10^{-3}$
remainder	$3.06 \cdot 10^{-3}$	$4.03 \cdot 10^{-3}$	$1.87 \cdot 10^{-2}$	$2.44 \cdot 10^{-2}$
breasts	-	$2.38 \cdot 10^{-2}$	-	$2.39 \cdot 10^{-3}$

Table 10. Absorbed doses in human organs of adult male and female phantom from γ radiation from radon progeny nuclides, ^{214}Pb and ^{214}Bi , distributed in human lungs in ($\mu\text{Gy}/\text{WLM}$)

$\mu\text{Gy}/\text{WLM}$	$^{214}\text{Pb}, \gamma$	$^{214}\text{Pb}, \gamma$	$^{214}\text{Bi}, \gamma$	$^{214}\text{Bi}, \gamma$
	male	female	male	female
lung	1.04	1.39	6.91	5.06
skin	$2.08 \cdot 10^{-2}$	$2.45 \cdot 10^{-2}$	$1.76 \cdot 10^{-1}$	$1.33 \cdot 10^{-1}$
liver	$8.34 \cdot 10^{-2}$	$1.12 \cdot 10^{-1}$	$6.06 \cdot 10^{-1}$	$8.29 \cdot 10^{-1}$
stomach	$6.10 \cdot 10^{-2}$	$9.31 \cdot 10^{-2}$	$4.58 \cdot 10^{-1}$	$2.40 \cdot 10^{-1}$
bladder	$1.58 \cdot 10^{-3}$	$2.64 \cdot 10^{-3}$	$2.44 \cdot 10^{-2}$	$2.27 \cdot 10^{-2}$
testes/ovaries	$5.09 \cdot 10^{-4}$	$5.51 \cdot 10^{-3}$	$9.35 \cdot 10^{-3}$	$4.42 \cdot 10^{-2}$
esophagus	$1.50 \cdot 10^{-1}$	$2.00 \cdot 10^{-1}$	1.06	$8.74 \cdot 10^{-1}$
colon	$6.98 \cdot 10^{-3}$	$1.13 \cdot 10^{-2}$	$7.05 \cdot 10^{-2}$	$7.03 \cdot 10^{-2}$
thyroid	$1.52 \cdot 10^{-2}$	$3.28 \cdot 10^{-2}$	$1.32 \cdot 10^{-1}$	$1.78 \cdot 10^{-1}$
bone surface	$3.53 \cdot 10^{-2}$	$5.16 \cdot 10^{-2}$	$2.13 \cdot 10^{-1}$	$2.12 \cdot 10^{-1}$
bone marrow	$5.85 \cdot 10^{-2}$	$7.35 \cdot 10^{-2}$	$3.45 \cdot 10^{-1}$	$2.98 \cdot 10^{-1}$
remainder	$5.43 \cdot 10^{-2}$	$6.33 \cdot 10^{-2}$	$4.04 \cdot 10^{-1}$	$2.68 \cdot 10^{-1}$
breasts	-	$1.21 \cdot 10^{-1}$	-	$6.33 \cdot 10^{-1}$

Equivalent dose, H_T in some organ T, was obtained as:

$$H_T = \sum_n \sum_{R=\beta,\gamma} w_R D_{T,R}^n, \quad (18)$$

where w_R is radiation weighting factor whose values for β^- and γ radiation are equal to 1. Summation per n was done to include contribution from ^{214}Pb and ^{214}Bi both. Equivalent dose in main organs and remainder per one WLM are given in Table 11.

Table 11. The total gamma + beta equivalent dose from ^{214}Pb + ^{214}Bi per WLM for different organs of the adult male and female ORNL phantoms (in $\mu\text{Gy/WLM}$)

$\mu\text{Gy/WLM}$	male	female
lung	89.1	128.0
skin	$1.97 \cdot 10^{-1}$	$1.58 \cdot 10^{-1}$
liver	$6.98 \cdot 10^{-1}$	$9.59 \cdot 10^{-1}$
stomach	$5.22 \cdot 10^{-1}$	$3.36 \cdot 10^{-1}$
bladder	$2.61 \cdot 10^{-2}$	$2.54 \cdot 10^{-2}$
testes/ovaries	$1.00 \cdot 10^{-2}$	$5.03 \cdot 10^{-2}$
esophagus	1.21	1.08
colon	$7.76 \cdot 10^{-2}$	$8.19 \cdot 10^{-2}$
thyroid	$1.47 \cdot 10^{-1}$	$2.12 \cdot 10^{-1}$
bone surface	$2.50 \cdot 10^{-1}$	$2.66 \cdot 10^{-1}$
bone marrow	$4.08 \cdot 10^{-1}$	$3.75 \cdot 10^{-1}$
remainder	$4.81 \cdot 10^{-1}$	$3.60 \cdot 10^{-1}$
breasts	-	$7.80 \cdot 10^{-1}$

After obtaining the equivalent dose for the organs and remainder of male and female ORNL phantom, effective dose (ICRP 1996) was calculated as:

$$E = w_{breasts} H_{breasts} + \sum_T w_T \frac{H_{T,m} + H_{T,f}}{2}, \quad (19)$$

with $H_{T,m}$ as equivalent dose for male, and $H_{T,f}$ for female phantom. w_T are tissue weighting factors taken from (ICRP 2007).

From the above calculations effective dose per one WLM, from beta and gamma radiation of radon progeny was determined. Its value is:

$$\text{DCC} = 13.3 [\mu\text{Sv/WLM}] \quad (20)$$

5.2. Conclusion

It can be seen from the Tables 9 and 10 that absorbed dose is the largest in the lung, which is expected, since source is placed in the lungs itself. Contribution to lung dose is mainly from β^- particles, while for the rest of the main organs and the remainder tissue γ radiation contribute mostly. β^- particles are also penetrating and they deposit their energy in the lung and in the surrounding organs. On the other hand γ particles reach to all organs of the human body. Doses in the remainder and main organs out of the lung are mostly from gamma radiation.

Effective dose from beta and gamma radiation from radon progeny deposited in human lung was calculated. It has been found that this dose is about $13.4 \mu\text{Sv/WLM}$. Furthermore this work gives values for absorbed doses in main organs and remainder of human body for beta and gamma radiation due to radon progeny placed in lungs. Further investigations should lead to estimating risk for developing lung cancer due to exposure to radiation from radon progeny.

Doses in lung from beta and gamma radiation are relatively small in comparing to doses from alpha particles and there is very smaller health risk from exposure to this kind of radiation than from alpha particles. Results show that doses in organs are small but shouldn't be neglected, particularly in cases of long term exposure in dwellings with higher concentration of radon gas.

In order to validate results of this work comparison has been done with ICRP66 publication. In ICRP66 absorbed fractions of gamma radiation emitted from ^{214}Pb and ^{214}Bi places in lungs as a source for several main organs of human body were given. Absorbed fractions were given for monoenergetic quanta with several different starting energies. These values are interpolated and used to recalculate mean absorbed dose by simulating energy gamma spectrum of ^{214}Pb and ^{214}Bi . Table 12 shows that there is very good agreement in results of this work and ICRP66 publication. This agreement is confirmation of validity of our approach.

Table 12. Comparison of mean absorbed doses calculated in this work using MCNP and ones obtained from ICRP66 publication for adult male phantom (in MeV/g)

MeV/g	^{214}Pb		^{214}Bi	
	MCNP	ICRP66	MCNP	ICRP66
liver	$2.15 \cdot 10^{-6}$	$2.17 \cdot 10^{-6}$	$7.84 \cdot 10^{-6}$	$8.43 \cdot 10^{-6}$
bone surface	$9.10 \cdot 10^{-7}$	$1.31 \cdot 10^{-6}$	$2.75 \cdot 10^{-6}$	$3.98 \cdot 10^{-6}$
skin	$5.37 \cdot 10^{-7}$	$4.89 \cdot 10^{-7}$	$2.28 \cdot 10^{-6}$	$2.34 \cdot 10^{-6}$
thyroid	$3.91 \cdot 10^{-7}$	$9.79 \cdot 10^{-7}$	$1.71 \cdot 10^{-6}$	$4.25 \cdot 10^{-6}$

It is worth noting that radon solubility throughout the body contributes to the beta and gamma ray dose as well as from decay products in the lung. Also, contribution from exposure to radon progeny present in the room and closed space can contribute to total dose, which will be the subject of further investigation.

6. DOSES FROM RADON PROGENY AS A SOURCE OF EXTERNAL BETA AND GAMMA RADIATION

Almost all of the radon and its progeny hazards refer to exposure to alpha particles. Besides alpha, beta particles and following gamma radiation is present in decaying process of radon progeny. Due to long range of beta particles and gamma radiation humans can be exposed in various manners. Inhaled progeny deposited in the lung contribute to dose in all organs and remainder tissue of human organism. In Makovic et al, 2009 were calculated doses in all main organs and remainder of human body from beta and gamma radioactive radon progeny, ^{214}Pb and ^{214}Bi , deposited in human lungs. In addition exposure to radionuclides distributed in atmosphere of rooms and closed spaces can contribute to total dose. This contribution can be significant since Potential Alpha Energy Concentration - PAEC in the air is larger than its fraction which is deposited in the lungs.

To calculate absorbed dose (in MeV/g *per one particle of radiation*) in all main organs and the remainder tissue of the human body, (ICRP 60, 1991), MCNP software was used. All equations for organs of all phantoms were programmed in input files for MCNP-4B code by Krstic and Nikezic, (2007). Two different input files were created: adult male and adult female (Krstic, <http://www.pmf.kg.ac.rs/radijacionafizika/InputFiles.html>).

ORNL mathematical phantom was placed in the middle of the standard room with dimensions $4 \times 5 \times 2.8$ m. Using MCNP software simulations were performed for beta particles and gamma radiation from ^{214}Pb and ^{214}Bi with starting positions randomly generated in the volume of the room, since distribution of radon and its progeny in the room was taken to be uniformly, (Urosevic et al, 2008).

Spectrums of β^- and γ radiation from ^{214}Pb and ^{214}Bi are presented in Fig 12. As a result of computation, mean absorbed dose per one particle, $\overline{D_{T,R}''}$, of radiation (β or γ) from the room atmosphere as a source was obtained for adult male and female ORNL phantom. To estimate DCC in mSv/WLM equations 17, 18 and 19 were used. Activities of radon progeny in room were given in Table 1. In Table 17 absorbed doses are presented for beta particles and in Table 18 for gamma radiation.

Doses from gamma radiation are mostly homogeneously distributed in the organs of the male and female phantom. High penetrating abilities enable gamma radiation to pass through whole body and deposit energy within whole volume of the phantoms. In contrast beta particles induces largest dose in the skin. Large dose in comparing with other organs receive remainder tissue, female breasts, bone surface and bone marrow. Beta particles lose their energy within the human tissue more rapidly than gamma radiation which explains dose distribution in Table 16. Figure 12 shows beta spectrum and gamma lines of ^{214}Pb and ^{214}Bi . Maximum energy of beta particles for ^{214}Pb is 1024 keV. This value for ^{214}Bi is 3272 keV. Gamma radiation from ^{214}Bi has greater energy with gamma lines up to 3.3 MeV. Absorbed dose received from radiation emitted by ^{214}Bi are much greater and in some cases difference is order of magnitude.

Equivalent dose from external source in some organ is presented in Table 19. In addition Table 19 shows beta and gamma equivalent doses per unit exposure from inhaled radon progeny taken from Markovic et al (2009).

Table 17. Absorbed doses in human organs of adult male and female phantom from β^- radiation of ^{214}Pb and ^{214}Bi , distributed in the room, in ($\mu\text{Gy/WLM}$)

Gy/WLM	^{214}Pb e-	^{214}Pb e-	^{214}Bi e-	^{214}Bi e-
	male	female	male	female
lung	$3.6 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$
skin	84.4	71.5	61.7	312.1
liver	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{-2}$	$3.6 \cdot 10^{-2}$
stomach	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-4}$	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$9.2 \cdot 10^{-3}$
bladder	$5.7 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-3}$
testes/ovaries	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-6}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-4}$
esophagus	$3.0 \cdot 10^{-4}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-4}$
colon	$2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
thyroid	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$7.9 \cdot 10^{-2}$	$8.2 \cdot 10^{-2}$
bone surface	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	0.80	1.00
bone marrow	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	0.63	0.80
brain	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^{-2}$
breasts		$8.8 \cdot 10^{-3}$		2.7
remainder	1.6	1.2	24.2	18.3

Table 18. Absorbed doses in human organs of adult male and female phantom from γ radiation of ^{214}Pb and ^{214}Bi , distributed in the room, in ($\mu\text{Sv/WLM}$)

$\mu\text{Gy/WLM}$	^{214}Pb	^{214}Pb	^{214}Bi	^{214}Bi
	gamma	gamma	gamma	gamma
	male	female	male	female
lung	$6.1 \cdot 10^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-2}$	$2.3 \cdot 10^{-2}$
skin	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$
liver	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
stomach	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
bladder	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
testes/ovaries	$3.0 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
esophagus	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$
colon	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
thyroid	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$5.2 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$
bone surface	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.0 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
bone marrow	$3.8 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$
brain	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$
breasts		$3.6 \cdot 10^{-3}$		$1.3 \cdot 10^{-2}$
remainder	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$

Table 19. The total gamma and beta equivalent dose from ^{214}Pb and ^{214}Bi per WLM in main organs and remainder tissue of ORNL phantoms of the adult male and female due to external (this work) and internal exposure (Markovic et al 2009) (in $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$)

	External source		Lung as a source	
	male	female	male	female
lung	$5.8 \cdot 10^{-2}$	$4.7 \cdot 10^{-2}$	89.1	128.0
skin	146.0	383.6	0.20	0.16
liver	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-2}$	0.70	0.96
stomach	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$2.7 \cdot 10^{-2}$	0.52	0.34
bladder	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$2.61 \cdot 10^{-2}$	$2.54 \cdot 10^{-2}$
testes/ovaries	$4.8 \cdot 10^{-2}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$1.00 \cdot 10^{-2}$	$5.03 \cdot 10^{-2}$
esophagus	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	1.21	1.08
colon	$2.1 \cdot 10^{-2}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$7.76 \cdot 10^{-2}$	$8.19 \cdot 10^{-2}$
thyroid	$8.5 \cdot 10^{-2}$	$9.5 \cdot 10^{-2}$	0.15	0.21
bone surface	0.83	1.00	0.25	0.27
bone marrow	0.66	0.83	0.41	0.38
brain	$6.5 \cdot 10^{-2}$	$6.0 \cdot 10^{-2}$	$2.91 \cdot 10^{-2}$	$2.27 \cdot 10^{-2}$
breasts	-	2.76	-	0.78
remainder	25.85	19.59	0.48	0.36

Organs that receive the highest dose from radon progeny inside room is skin and female breasts. This result is quite expected when considering conditions of irradiation. It is interesting to note that remainder tissue receive after skin largest dose. Detail analysis showed that muscle tissue from remainder receives most of the dose: 232.57 and 195.74 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$ for male and female phantom. Muscle tissue receives largest dose for given conditions of irradiation.

Comparing doses from external and internal exposure from Table 19 it can be seen that doses from indoor radon progeny are smaller than doses from progeny that are inhaled. Only fraction of radionuclides present in the air is deposited in human lungs. Because of this activity concentration in lung is much smaller then one in the air and it is expected that doses from nuclides in the lung will be smaller. This is not the case because absorbed fractions from radon progeny in the room are very small. Only small fraction of beta particles and gamma radiation which are simulated actually hit human body. Most of radiation is absorbed in the air and walls of room.

Effective dose from beta and gamma radiation from radon progeny distributed in the room is 5.83 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$.

Skin and muscle tissue from remainder are most exposed. DCF is calculated to be 5.83 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$. DCF from progeny distributed in the lung is 13.3 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$. Considering both external and internal ways of exposure total effective dose from beta decay radon progeny ^{214}Pb and ^{214}Bi is 19.13 $\mu\text{Sv}/\text{WLM}$. Table 20. gives total equivalent doses in all main organs and remainder tissue from both external and internal exposure. Muscle tissue is added to the list of organs since it receives high dose.

Table 20. Total doses from ^{214}Pb and ^{214}Bi (in $\mu\text{Sv/WLM}$)

	male	female
lung	89.16	128.37
skin	146.29	383.80
liver	0.76	1.01
stomach	0.54	0.36
bladder	0.04	0.04
testes/ovaries	0.06	0.06
esophagus	1.23	1.09
colon	0.10	0.11
thyroid	0.23	0.31
bone surface	1.08	1.27
bone marrow	1.06	1.20
brain	26.34	19.95
breasts	0.10	0.08
remainder	0	3.54
muscle tissue	232.84	196.05

Most exposed are muscle tissue skin and the lung. Brain also receive large dose when compared to other organs and tissues. Other organs and tissues receive far less dose.

DCF from beta and gamma radiation is small when comparing to the DCF of alpha particles. Exposure to alpha particles is limited to internal exposure with exception of deposition on skin. Main way of exposure to alpha particles is by inhalation where dose is limited to lungs mostly. Relative biological effectiveness of alpha particles is twenty times larger than electrons and gamma radiation. On the other hand whole human body is exposed to beta and gamma radiation and it is interesting that one of remainder tissue receives the largest dose.

Total exposure from internal and external sources was determined and DCF were estimated to be $19.13 \mu\text{Sv/WLM}$.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by Serbian Ministry of Science, through the project No 171021.

REFERENCES

- Amgarou K., Font Ll., Baixeras C., 2003, A novel approach for long-term determination of indoor ^{222}Rn progeny equilibrium factor using nuclear track detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506, 186–198.

- Annals of the ICRP (2002) Guide for the Practical Application of the ICRP Human Respiratory Tract Model - ICRP Supporting Guidance 3 Approved by ICRP Committee 2 in October 2000, Volume 32, Number 1, 13-14.
- Bielajew A F, Rogers D WO (1987) PRESTA: The parameter reduced electron step transport algorithm for electron Monte Carlo transport. *Nucl. Instrum. Meth. B* 18, 165-181.
- Briesmeister, JF (Ed) (1997) MCNP - A General Monte Carlo N- Particle Transport Code, Version 4B, LA-12625-M. Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico
- Eckerman, K.F. Cristy, M. and Ryman, J. C. (1996) The ORNL mathematical phantom series, available at: <http://homer.ornl.gov/vlab/mird2.pdf>.
- Eisenbud M, Gesell T (1997) Environmental Radioactivity from Natural, Industrial, and Military Sources. San Diego, CA, Chapter 6 - Natural Radioactivity.
- Fernández -Varea J M, Mayol R J, Baró, Salvat F (1993) On the theory and simulation of multiple elastic scattering of electrons. *Nucl. Instrum. Meth. B* 73, 447-473.
- Fleischer RL (1997) Radon: Overview of properties, Origin and Transport. In: Durrani SA, Ilic R. Radon measurements by etched track detectors. *World Scientific*, Singapore, 3, pp. 1-21.
- Hendry HJ, Simon LS, Wojcik A, Sohrabi M, Burkart W, Cardis E, Laurier D, Tirmarche M, Hayata I (2009) Human exposure to high natural background radiation: what can it teach us about radiation risks? *J. Radiol. Protect.* 29, A29-A42.
- ICRP (1981) Limits for inhalation of radon daughters by workers. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, *ICRP Publication* 32. Pergamon Press, Oxford, Vol 6, Issue 1, 1-24.
- ICRP (1991) Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, *ICRP Publication* 60. Pergamon Press, Oxford, Vol 21, Issues 1-3: 1-201.
- ICRP (1994) Human Respiratory Model for Radiological Protection. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, *ICRP Publication* 66. Pergamon Press, Oxford.
- ICRP (1996) International Commission on Radiological Protection. Conversion factors for use in radiological protection against external radiation. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, *ICRP Publication* 74. Oxford: Pergamon Press.
- ICRP 103 (2007) Quantities used in radiological protection. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, *ICRP Publication* 103, Pergamon Press, Oxford, Annex B. 37: 247-322.
- Jacobi W., (1972) Activity and potential α energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn daughters in different air atmosphere, *Health Phys.* 22, 441-450.
- Krstic, D., Nikezic, D. (2007) Input files with ORNL-mathematical phantoms of the human body for MCNP-4B. *Computer Physics communications* 176, 33-37.
- Krstic D., Input files with ORNL-mathematical phantoms of the human body for MCNP-4b, Available on <http://www.pmf.kg.ac.rs/radijacionafizika/InputFiles.html>, last accessed on June 06.
- Marsh, J.W. Bessa, Y. Birchall, A. Blanchardon, E. Hofmann, W. Nosske D. and Tomasek, L. (2008) Dosimetric models used in the alpha-risk project to quantify exposure of uranium miners to radon gas and its progeny. *Radiation Protection Dosimetry*, 130, 101-106.

- Markovic, V. Stevanovic, N. and Nikezic, D. (2008) Absorbed fractions for electrons and beta particles in sensitive regions of human respiratory tract. *Radiation and Environmental Biophysics*. 47, 139–145.
- Markovic V.M., Krstic D., Nikezic D., (2009) Gamma and beta doses in human organs due to radon progeny in human lung, *Radiation Protection Dosimetry*, 135 Issue: 3, 197 – 202.
- Markovic V. M., Stevanovic N., Nikezic D. (2011) Doses from beta radiation in sensitive layers of human lung and dose conversion factors due to $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ progeny, *Radiat. Environ. Biophys.* DOI 10.1007/s00411-011-0369-6.
- Markovic V.M., Krstic D., Nikezic D., Stevanovic N. (2011) Doses from radon progeny as a source of external beta and gamma radiation. VIth Hungarian Radon Forum and Radon in environment Satellite Workshop Veszprém – Hungary.
- Marsh, JW. Birchall, A. (2000) Sensitivity analysis of the weighted equivalent lung dose per unit exposure from radon progeny. *Radiat. Prot. Dosim.* 87, 167–178.
- Molière G (1948) Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen II. Mehrfach und Vielfachstreuung. *Z. Naturforsch.* 3, 78-97.
- NCRP Report no. 93 (1987) Ionizing radiation exposure of the population of the United States. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland.
- Nelson W R, Hirayama H, Rogers D W O (1985) The EGS4 Code System. Report SLAC-265. Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, US.
- Nikezic D. and Yu, K.N. (2001) Microdosimetric calculations of absorption fraction and the resulting dose conversion factor for radon progeny. *Radiat. Environ. Biophys.* 40, 207-211.
- Nikezic D, Lau BMF, Stevanovic N, Yu KN (2006) Absorbed dose in target cell nuclei and dose conversion coefficient of radon progeny in the human lung. *J. Environ. Radioact.* 89, 18-29.
- Nikezic D. and Stevanovic N., (2007), Room model with three modal distributions of attached ^{220}Rn progeny. Dose conversion factor for ^{220}Rn progeny. *Radiation Protection Dosimetry*, 123, 95-102,
- NRC 1999 Risk Assessment of Radon in Drinking Water, *Nuclear Regulatory Commission* (Washington, DC: National Academy Press).
- NRPB (1997) Assessment of skin doses, *National Radiological Protection Board* Doc. NRPB 8 (3).
- NRPB (2000) *Health Risks from Radon*, *National Radiological Protection Board* Faculty of Public Health Medicine, Chartered Institute of Environmental Health (Chilton: NRPB).
- Porstendörfer J, Reineking A (2000) Radon characteristics related to dose for different living places of the human. Proceed. IRPA10, T-9-1. In: proceedings of the Tenth Congress of the International Radiation Protection Association, Hiroshima, Japan.
- Salvat F, Fernández-Varea J M, Sempau J (2003) PENELOPE – A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. *Workshop Proceedings*. Issy-les-Moulineaux, France.
- Salvat F, Fernández-Varea JM and Sempau J (2006) PENELOPE–2006 A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport. OECD Nuclear Energy Agency, Issy-les-Moulineaux, France.

-
- UNSCEAR Report (2006) Effects of ionizing radiation, United Nations Scientific Committee on the Effects of Atomic Radiation, UNSCEAR 2006 Report to the General Assembly, with scientific annexes. United Nations, New York, Volume II: Scientific Annex E.
- Urosevic V., Nikezic D., Vulovic S., 2008, A theoretical approach to indoor radon and thoron distribution, *Journal of Environmental Radioactivity*. 99, 1829-1833.
- Yu KN, Lau BMF, Nikezic D (2006) Assessment of environmental radon hazard using human respiratory tract models. *Journal of Hazardous Materials*, 132, 98-110.
- Ziegler J F, Biersack J P, Littmark U (1985) *The Stopping and Range of Ion in Matter*. Pergamon Press. Calculations were performed with SRIM-2003 (see <http://www.SRIM.org>).
- Zhuo W, Iida T, Morizumi J, Aoyagi T, Takahashi I (2001) Simulation of the concentrations and distributions of indoor radon and thoron. *Radiat. Prot. Dosim.* 93, 357-368.

Chapter 12

RADON DIFFUSION THROUGH THE MEDIUM

D. Nikezic^{1,}, V. M. Markovic¹, N. Stevanovic¹,
V. Urosevic², B. Milenkovic¹ and J. Stajic¹*

¹University of Kragujevac, Faculty of Science,
Kragujevac, Serbia

²Technical Faculty, University of Kragujevac, Cacak, Serbia

1. INTRODUCTION

Radon (²²²Rn) is naturally occurring radioactive element, which is member of the ²³⁸U radioactive decay series. ²²²Rn is the most significant radioisotope because it has been estimated that more than half of the annual effective dose received by human from all sources of ionizing radiation is attributed to ²²²Rn and its short-lived progeny (NCRP Report 93 1987; ICRP32 1981). It has the half life of 3.825 days and decays emitting alpha particle with energy of 5.49 MeV. In recent decades, there has been a worldwide concern about the health risks from exposure to ²²²Rn and its progenies. Hazards from radon can be from both external and internal sources. Inhalation of indoor air is responsible for more than 80% of human exposure to ²²²Rn as well as to their progeny. Therefore, it is important to study the indoor behavior of ²²²Rn and its progeny from the viewpoint of dose assessment.

The main source of radon is surrounding ground (Eisenbud and Gasell, 1997) from which radon by diffusion and convection reaches surface and enter the atmosphere (Fleischer, 1997). Building materials, which contain higher concentration of radium (²²⁶Ra), can be intensive sources of radon.

When radium decays, the resulting atoms of radon gas escape from grains of the building material to air-filled pores and finally reach the room air by crossing the building material-air interface. The importance of studies of radon emanation from building materials is given by the fact that this source is more readily controllable than the other radon sources. Radon generated at the level of material grain by alpha decay of radium may enter into the pore space (by recoil or diffusion in the solid phase) and then migrate through these pores to the surrounding air. The dominant radon transport mechanism in building materials is diffusion driven by concentration gradients (Stranden, 1988). Physical parameters used for a

quantitative description of radon exhaled from building materials through a diffusion model are radium content, emanation fraction, diffusion coefficient or diffusion length and porosity (Cosma et al., 2001).

After radon decays in a room, the newly-formed decay product clusters are positively charged (Porstendörfer and Mercer, 1979) and have a high mobility. The most important parameter for characterization of indoor radon progeny behavior is their diffusivity. The diffusion of radon progeny influences on the formation of the radioactive aerosol by attachment and the deposition on surfaces and in the human lung.

In the paper (Urosevic et al., 2008) authors simulated radon and its progeny behavior in a room and calculated their spatial distribution using the Finite Element Method. This model simulates all relevant processes like diffusion, different kinds of ventilation, convective air flow, radioactive decay, etc. It has been found that the radon concentration is not fully homogeneous inside the room. It depends from radon progeny diffusion, airflow distribution and room ventilation.

Behavior of radon and its progeny in a room by modeling their motion with Brownian diffusion was described in (Stevanovic et al., 2009). In that paper the Jacobi room parameters (Jacobi, 1972) were determined with assumption that there is not airflow in the room and ventilation is equal or close to zero. It was shown that radon progeny diffusion influences on their behavior in the room.

Radon measurements are usually performed with nuclear track detectors enclosed in a cup covered with a filter paper or some another permeable materials. Such a device is called a diffusion chamber because the radon gas diffuses through the filter into the cup. Different designs of diffusion chambers were described in literature; some of the new developments are summarized in (Nikezic and Yu, 2004). For that purpose air/deposited fractions and the distributions of deposited progeny on the chamber walls must be determined.

The behavior of short-lived radon progeny in a diffusion chamber was modeled based on the random Brownian motion and diffusion in (Nikezic and Stevanovic, 2005). The modeling enables calculations of the fraction of radon progeny that decays in air, as well as, the distribution of the atoms deposited onto the inner walls of the diffusion chamber. It was found that ^{218}Po is decayed in air up to 23%, while ^{214}Pb and ^{214}Bi are almost fully deposited before decaying. The distribution of deposited progeny was found to be non-uniform.

Measurement of radon by activated charcoal is a passive integration technique which was described by many authors (Cohen and Cohen, 1983; George, 1984; Prichard and Marien, 1985). Radon diffuses into the charcoal bed, and is adsorbed on the activated particles. The exposure can last from a few hours to several days. At the end of the exposure the canister is closed and sealed again. More than three hours are needed for the establishment of an equilibrium between radon and its short-lived progeny. Radon progenies emit γ rays measured by scintillating or semiconducting detectors. Thus, the total activity of radon (in Bq) in activated charcoal is measured. This activity could be correlated with the mean concentration of radon in the atmosphere where the canister exposure was performed.

Nikezic and Urosevic (1998) considered diffusion of radon into a layer of activated charcoal. Analytical and numerical solutions were presented. The dependence of sensitivity on different parameters, such as temperature, thickness of the charcoal was studied.

The investigation of the radon diffusion through the medium is very important for studying of radon entrance in the room from the soil and building materials; behavior of radon and its progeny in the room; measurement of radon concentration. In this work detailed

descriptions of radon diffusion through the medium and developed models will be presented. The influence of medium parameters on radon diffusion will be investigated and obtained results will be presented and discussed.

2. RADON DIFFUSION THROUGH CONCRETE

Concrete is the basic, complex and heterogeneous material for building construction in developed countries. Knowledge of diffusion characteristics of concrete enables the estimation of the contribution of radon diffusion from the soil to the total indoor radon concentration.

Two main processes govern radon transport through the concrete (Urosevic and Nikezic, 2003):

- diffusion (about 80%), caused by a gradient of concentration because the radon concentration in soil below a concrete slab is significantly larger than in air above it, and
- advection (about 20%), caused by a difference in pressure of a gas below and above a concrete slab.

Three physical characteristics of concrete influence the radon transport through the concrete slab:

- porosity, ε , is the fraction of the total volume of concrete (as defined by its boundaries) which is occupied by air;
- permeability, η , defined as the ability of concrete to transport a gas, or a measure on the diffusion rate of gas through concrete;
- diffusion constant, D , of radon in concrete, which defines the ability of radon to move through the concrete under the gradient of concentration.

A series of experimental studies of radon transport throughout concrete and soil have been conducted (Rogers and Nielson, 1991; Csige et al, 1995). These studies have shown that radon transport through the concrete can be described by Fick's law in one dimension. Renken and Rosenberg (1995) measured radon transport through different samples of concrete without cracks. They determined average values of porosity, permeability and diffusion coefficient for three different types of concrete. These experiments also have shown that the process of radon diffusion is the main mechanism of transport through the concrete.

2.1. Theoretical Model for Simulation of Radon Diffusion through Concrete

Urosevic and Nikezic (2003) presented mathematical model of radon diffusion and simulated its transport through different types of concrete. Radon flux density, J , through the concrete slab in the direction, x , is determined by Fick's law of diffusion

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial x} \quad (1)$$

where D is the diffusion coefficient (in m^2s^{-1}), $\partial C/\partial x$ is the gradient of concentration, C , in (Bq m^{-3}). Radon flux density is radon activity transported throughout unit surface in unit time (in $\text{Bq m}^{-2}\text{s}^{-1}$). The diffusion coefficient is characteristic of a medium for radon transport, and determines a space–time distribution of radon inside the sample.

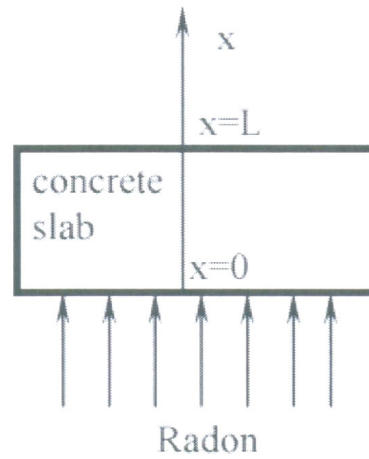


Figure 1. Geometry of radon diffusion through concrete.

The geometry of radon diffusion through concrete was given in Figure 1. A cylindrical concrete sample is isolated on the lateral side, so that there is no lateral radon leakage. One basis is exposed to the radon concentration C_0 , while the other is not exposed. In such an arrangement, diffusion is dominant along the x -axis (see Figure 1) and the differential equation, which describes the radon transport through a concrete sample in one dimension is (Urosevic and Nikezic, 2003)

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - \lambda C \quad (2)$$

The first term in equation ($-\lambda C$) describes radioactive decay of radon. The initial and boundary conditions were defined as

$$\begin{aligned} C &= 0, & t < 0 \text{ and } 0 < x < L \\ C &= C_0(t), & t > 0 \text{ and } x = 0 \\ C &= 0, & t > 0 \text{ and } x = L \end{aligned} \quad (3)$$

where L is the thickness of the concrete sample (the height of the cylinder), $t=0$ is the starting moment of irradiation to the radon, $C_0(t)$ is radon concentration at one end of the cylinder

(varying with the time t). The initial condition (for $t < 0$) means that the sample was radon free before irradiation.

One side of the cylinder is exposed to radon. It diffuses through the cylinder and radon appears on another side of the cylinder. The radon flux density increases and after a certain time becomes constant where steady state is appeared.

The Eq. 2 was solved numerically (Urosevic and Nikezic, 2003) by using Finite Element Method (MFE). For that purpose software package, called 'PAK' (Kojic et al., 1996) with condition $C_0 = (36.7 \pm 2.9) \cdot 10^3 \text{ Bq m}^{-3}$. Space and time distributions of the radon concentration in the concrete sample were obtained by simulation. The value of the diffusion coefficient for the type of concrete used in this study is $4.3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

3. RADON DIFFUSION IN A ROOM

3.1. A Theoretical Approach to Indoor Radon Diffusion

Most authors consider radon indoor concentrations uniform inside rooms (Porstendörfer et al., 1978). Such an assumption is probably well justified and accurate for radon due to its relatively long half-life (3.825 d). The most important parameter for characterization of indoor radon progeny behavior is their diffusivity. Ramamurthi and Hopke (1989) showed that the diffusion coefficient of progeny has values between 0.005 and $0.1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Diffusion coefficients between 0.068 and 0.085 were measured for neutral radon progeny (Porstendörfer and Mercer, 1979).

The physical mechanisms involved in indoor radon its progeny distributions are complicated. Besides the differences in radioactive decay and source distributions, the distribution depends on the attachment to aerosol particles, recoil processes after an alpha decay, deposition (plateout) on room surfaces, and other removal mechanisms.

The spatial distribution of radon and progeny within a room is determined by several parameters and effects such as: different half-life, air flow effect, geometry of the space, ventilation rate, supply and exhaust diffuser, gas kinematics, and aerosol behavior. Some authors used the technique of computational fluid dynamics (CFD) to study the concentrations and distributions of indoor radon and progeny (Kato, 1997; Zhuo et al., 2001).

Diffusion of radon and its progeny through the room was simulated in (Urosevic et al., 2008). The typical model room dimensions $3 \times 4 \times 3 \text{ m}^3$ were used in simulation. The window is located in the middle of the lateral wall, while the door is on the right side of the opposite wall. The indoor air flow can be regarded as a continuous incompressible fluid. It has also been assumed that there is no temperature gradient in the room, i.e. the temperature field is uniform.

The starting point in model development is the mass balance equation for the j th radionuclide, described by a Eulerian differential equation (Zhuo et al., 2001).

$$\frac{\partial C_j}{\partial t} + \frac{\partial u C_j}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C_j}{\partial x^2} + \frac{E_j}{\Delta x_i} - (\lambda_v + \lambda_j + \lambda_d) C_j \quad (4)$$

where: C_j – the concentration of the j th nuclide (radon or thoron) in Bqm^{-3} ; D – the diffusion coefficient in m^2s^{-1} ; u – the air flow velocity in ms^{-1} ; E_j – the exhalation rate in $\text{Bqm}^{-2}\text{s}^{-1}$; λ_j – the radioactive decay constant in s^{-1} ; λ_v – the ventilation rate in s^{-1} ; and λ_d – the deposition rate in s^{-1} .

It has been assumed that the walls are well isolated, i.e. there is no air flow through the walls. The Neumann boundary condition (flux through the wall = 0) was applied. The main air flow was taken along the x -axis at the altitude of 1.5 m from the floor. This air stream is due to leakage through the window. This is modeled by an open inlet/outlet of $20 \times 20 \text{ cm}^2$ at the middle of the window on the left wall of the room.

The mass concentrations at the inlet and outlet are fixed by interpolation of the indoor and outdoor activities (Zhuo et al., 2001). For a general closed living room, the ventilation rate, λ_v is known to be in the range of 0.1 – 1 h^{-1} and the total area of apertures between the wall and the window or door is 200 – 600 cm^2 . If an inlet area of $20 \times 20 \text{ cm}^2$ is assumed, the inflow velocity is estimated in the range of 0.02 – 0.23 ms^{-1} . Therefore, the indoor air flow may be regarded as laminar flow. Components of air velocity taken here are $u_y = 0$, $u_x = 0.12 \text{ ms}^{-1}$ and $u_z = 0$. The amount of air that enters into the room is equal to that which leaves the room. It was assumed that radon emanates from the wall or floor of the room.

For simulation the following parameters were used (Urosevic et al., 2008): Exhalation rate is $E_j = 0.01 \text{ Bqm}^{-2}\text{s}^{-1}$; ventilation rate $\lambda_v = 1.39 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; diffusion coefficient is $D = 5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$. Urosevic et al. (2008) showed that if there is no airflow in the room, the radon concentration was about 3% smaller in the center of the room than close to the wall. If some laminar airflow exists, the concentration in the middle of the room is about 10–11% smaller than that close to the source located in the wall. The radon concentration was usually assumed homogeneous inside the room by many authors; however, this calculation shows that such an assumption is not fulfilled completely.

3.2. Determination of Parameters of the Jacobi Room Model for Radon Using the Brownian Diffusion Model

The Jacobi room model is a set of parametric differential equations (Jacobi, 1972) which describes behavior of radon and its progeny in a closed space and a room. Processes that were taken in account by these equations are removal by decay, ventilation and deposition as well as attachment to indoor aerosols. Parameters which describe these processes are decay constants λ_i , ventilation rates λ_v , attachment rates λ_a , and deposition rates of the unattached and attached progeny λ_d^u , λ_d^a , respectively.

It was shown that size distributions of an aerosol with an attached progeny can be presented with three modes, described with log-normal functions with corresponding medians and geometrical standard deviations (Porstendörfer, 2001; Marsh and Birchal, 2000). Accordingly, the original Jacobi model was extended to include a three modal character of attached aerosol distributions (Nikezic and Stevanovic, 2004) and smaller fractions of unattached radon progeny were obtained.

The outputs of the model are radon and progeny concentrations in closed space for a given set of parameters.

In many calculations, these parameters were treated as independent and their best estimations were used; even in some works these parameters were chosen uniformly and randomly in some range given in Table 1 (Amgarou, 2003.).

Table 1. Characteristic values for the parameters usually used in literature

Parameters	Best estimation (h ⁻¹)	Range of values (h ⁻¹)
λ_v	0.55	0.1-2
λ_a	50	10-100
λ_d^u	20	5-110
λ_d^a	0.2	0.05-1.1

Many factors influence on real values of parameters, such as: room dimensions, S/V ratio, aerosols concentration and their size distribution, indoor airflow, etc. Concentrations of radon progeny in different modes (attached or unattached) strongly depend on Jacobi parameters and their values must be precisely determined.

The behavior of a radon progeny was considered by simulation of Brownian motion of the radon progeny in a room (Stevanovic et al., 2009). Brownian motion of free progeny was characterized by free mean path in air. When a progeny is attached to an aerosol its motion is determined by motion of the aerosol. The diffusion coefficient of the aerosol, carrying the attached progeny, depends on its size and shape. In this work, the method developed in (Stevanovic et al., 2009), for determination of Jacobi room parameters, which describe diffusion of radon progeny in a room will be presented.

In the simulation two assumptions were adopted: (a) there is no temperature gradient in the room i.e. the temperature field is uniform; (b) there is no large air movement in the room, so the indoor airflow was not taken into account and the ventilation rate is equal to $\lambda_v=0$. These conditions correspond to the steady state, which may be applied to a well closed room.

3.3. Modeling Radon Progeny Diffusion in a Room by Brownian Motion

Particles in a gas medium have stochastic motion. Many collisions of particles with other particles and air molecules present cause changes of the particle direction and velocity. Such random motion is known as ‘‘Brownian motion’’. Due to the stochastic nature of particle motion, the probability that a particle after time t , travels from point (x_0, y_0, z_0) to point (x, y, z) in a given gas medium could be defined as (Landau and Lifshic, 1965; Reist, 1993):

$$f(x, y, z, t) = \frac{1}{(4\pi Dt)^{3/2}} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}{4Dt}}, \quad (5)$$

where D is the diffusion coefficient of a particle which is equal to $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ (Zhuo et al., 2001; Stevanovic et al., 2009). This distribution function was used to simulate progeny atom motion in a room.

When a progeny is attached to an aerosol its motion is determined by motion of the aerosol. The diffusion coefficient of the aerosol, carrying the attached progeny, depends on its size and shape.

3.3.1. Simulation of Progeny Attachment to Ambient Aerosols

During random motion, a particle can meet an aerosol which is present in air and attach to it. The “meeting probability” depends on the aerosol concentration and its size distribution. A three modal aerosol size distribution was given as (Hinds, 1998; Marsh and Birchall, 2000)

$$f(d_a) = \sum_{i=1}^3 f_i \frac{\exp\left(-\frac{(\ln d_a - \ln AMTD_i)^2}{2 \ln^2 \sigma_{gi}}\right)}{\ln \sigma_{gi}} \quad (6)$$

where, $i = \text{nucl}, \text{acc}, \text{co}$, for the nucleation, accumulation and coarse mode, respectively. $AMTD_{\text{nucl}} = 0.05$, $\sigma_{g,\text{nucl}} = 2.0$, $f_{\text{nucl}} = 0.28$; $AMTD_{\text{acc}} = 0.25$, $\sigma_{g,\text{acc}} = 2.0$, $f_{\text{acc}} = 0.70$; $AMTD_{\text{co}} = 1.50$, $\sigma_{g,\text{co}} = 1.5$, and $f_{\text{co}} = 0.02$.

The diameter of an aerosol, d_a , is sampled with numerical integration of Eq. (6), $\int_0^{d_a} f(x) dx = \gamma$, where γ is a standard random number. All symbols denoted with γ in the text

below have the same meaning of “standard random number”. They are independent and uniformly distributed between 0 and 1. Fortran90, enables generation of these numbers using an intrinsic function called RANDOM_NUMBER(gama) where the optional name “GAMA” is defined by the user.

In order to simulate the behavior of radon and its progeny in a room, in the way described in the following text, Fortran90 code was developed.

The mean free path of a progeny atom, λ , until collision with an aerosol, was given by (Hinds, 1998) as

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \cdot \pi \cdot n \cdot d_a^2}, \quad (7)$$

where, n is the concentration of aerosols in a room.

The random path length of ^{218}Po from its formation until collision with an aerosol and attachment is determined in the following way. The probability that the ^{218}Po atom travels the

distance, l , is given as $w = \int_0^l \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{x}{\lambda}} dx$. If probability, w , is taken randomly $w = \gamma$, the

following expression can be obtained for the random path length

$$l = -\lambda \cdot \ln \gamma. \quad (8)$$

On the other hand, the mean free path of a progeny atom between two respective collisions with air molecules is $\lambda_{free}=6.6 \cdot 10^{-8}$ m and the number of collisions per second is about $n_c=7 \cdot 10^9$ s⁻¹ (Hinds, 1998). It means that the real total path that a progeny atom passes is:

$$L = \lambda_{free} \cdot n_c \cdot t, \quad (9)$$

where t is the time of progeny motion.

Since, attachment was always assumed when a progeny atom met an aerosol, the attaching condition is that the sampled path length, l , until collision with an aerosol is smaller than its total path, i.e. $l \leq L$. If this condition is satisfied, the progeny atom is attached and further issues would be related to motion of the aerosol with an attached progeny atom.

The diffusion coefficient of an aerosol, carrying a progeny atom, is calculated as (Hinds, 1998)

$$D = \frac{kTC_c}{3\pi\eta d_a}, \quad (10)$$

where k is Boltzman's constant, T is the room temperature. The coefficient C_c is the Cunningham correction factor which depends on the aerosol diameter,

$C_c = 1 + \frac{1}{P \cdot d_a} (15.6 + 7e^{-0.059P \cdot d_a})$, where P is the air pressure in the room; η is the air

viscosity and for standard conditions (normal atmospheric pressure and room temperature T=293 K) has a value of $\eta=1.81 \cdot 10^{-5}$ m²/s.

3.3.2. Determination of Jacobi Room Parameters

Simulation of radon progeny behavior in a room, taking into account decay, deposition and attachment to aerosols, with very low ventilation that can be neglected (hermetically closed room), was performed in the following steps (Stevanovic et al., 2009):

- The starting points of ²¹⁸Po (first radon progeny) are sampled homogenously as:

$$\begin{aligned} x_{218Po} &= A \cdot \gamma_1 \\ y_{218Po} &= B \cdot \gamma_2, \\ z_{218Po} &= C \cdot \gamma_3 \end{aligned} \quad (11)$$

where A, B, C are the room dimensions.

- After the starting point of ²¹⁸Po was determined, the life time of the ²¹⁸Po atom was sampled by $t = -\tau \ln(\gamma_4)$, where τ is the mean life time.
- Using Eq.(5) the ending point (x,y,z) of the ²¹⁸Po atom was sampled. If that point was within the room it was assumed that ²¹⁸Po decayed as unattached and the point of decay was signed as (x_s,y_s,z_s). If the sampled point was out of the room, deposition

of the ^{218}Po atom was assumed and the deposition point (x_d, y_d, z_d) . Determination of these coordinates was described in (Stevanovic et al., 2009).

- If condition $l \leq L$ was fulfilled, attachment did not occur, the progeny history terminated, scoring the event of deposition (or decay). The next progeny was created and simulated in a similar way.

If a progeny is attached to an aerosol ($l > L$), it is necessary to determine the point of attachment and final point of the carrying aerosol (Stevanovic et al., 2009). If the final point of the aerosol was sampled “out of the room”, the aerosol was deposited on the room wall (deposition of an attached fraction). In the opposite case, the attached progeny decayed within the room; the newly formed progeny remains attached, except ^{214}Pb which could be detached with some probability.

The detachment probability (recoil factor) was estimated by (Mercer, 1976) as 0.8 and this value is commonly used. Stevanovic et al. (2004) showed that the recoil factor depends on the aerosol diameter, shape and its chemical structure. In addition, a radon progeny can be attached to the aerosol surface, but due to coagulation of aerosols, it could be found within the aerosol volume. The recoil factor is different in these two types of contamination. In this paper the following was assumed: (a) surface attachment of a progeny atom to a spherical aerosol, and (b) the aerosol was built from quartz (SiO_2). With these assumptions the recoil factor was distributed in the range between 0.5 and 1. The distribution of the recoil factor as a function of the aerosol diameter was created and used in the calculations presented here.

Stevanovic et al. (2004) showed that the detachment probability of ^{214}Pb was equal to 1, if the diameter of the aerosol (built from SiO_2) was smaller than $0.047 \mu\text{m}$. The detachment probability from larger aerosols, as a function of the aerosol diameter, d_a , can be presented as $P_d(d_a) = 0.44 + 0.07e^{-0.012d_a} + 0.54e^{-10.22d_a} + 0.06e^{-1.32d_a}$. In simulations detachment “occurs” if the standard random number γ , satisfies the condition $\gamma \leq P_d(d_a)$. Radon progeny are usually attached on the aerosol surface. In most cases (>50%) newly formed ^{214}Pb atoms will be detached from the aerosol surface and detachment can be treated simultaneously with alpha decay of ^{218}Po .

Since the steady state was assumed, the number of ^{218}Po atoms, N_c , created per one hour is constant. All events that occurred after the creation of one ^{218}Po atom were “followed” in the simulation, during $T_0 = 5 \text{ h}$ in a room. The creation time of unattached ^{218}Po was uniformly sampled during T_0 , as $T_n = T_0 * \gamma$. By simulating the motion of a created particle the time of the ultimate event of the particle, T_d , can be determined. In this way the number of decays (N_{decay}), depositions (N_{depo}) and attachments (N_{attach}) is scored.

The number of created progeny atoms per one hour is equal to the sum of decayed, deposited and attached atoms

$$\lambda_{i-1}N_{i-1} = \lambda_i N_i^u + \lambda_{di} N_i^u + \lambda_{ai} N_i^u \quad (12)$$

In the notation introduced above, it could be written

$$N_c = N_{\text{decay}}^u + N_{\text{depo}}^u + N_{\text{attach}}^u \quad (13)$$

For a given number of created particles, $N_c = \lambda_{i-1} N_{i-1}^u$, the number of decayed particles per one hour, N_{decay}^u is determined in the simulation described above. It means that the number of atoms existing in the room is equal to $N_i^u = \frac{N_{decay}^u}{\lambda_i}$. From the number of deposited and attached (N_{depo} , N_{attach}) progeny atoms determined in the simulation, the deposition and attachment rate were determined as

$$\lambda_{di}^u = \frac{N_{depo}^u}{N_i^u} \text{ and } \lambda_{ai}^u = \frac{N_{attach}^u}{N_i^u} \quad (14)$$

Analogously, the deposition rate of an attached progeny is

$$\lambda_{di}^a = \frac{N_{depo}^a}{N_i^a} \quad (15)$$

where $N_i^a = \frac{N_{decay}^a}{\lambda_i}$, and N_{decay}^a is the number of decays per one hour of attached progeny and $i = {}^{218}\text{Po}, {}^{214}\text{Pb}, {}^{214}\text{Bi}$.

A room with common dimensions of $4 \times 3 \times 2.5 \text{ m}^3$ was considered. Deposition rates and attachment rates as a function of aerosol concentrations are presented in Figures 2-4. The aerosol concentration was varied in the range $(1-10) \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$. The number of simulated progeny atoms is predetermined to 10^6 , so that each event "occurs" a large number of times. In this way, the statistical error is very small and in all cases it is well below 1 %.

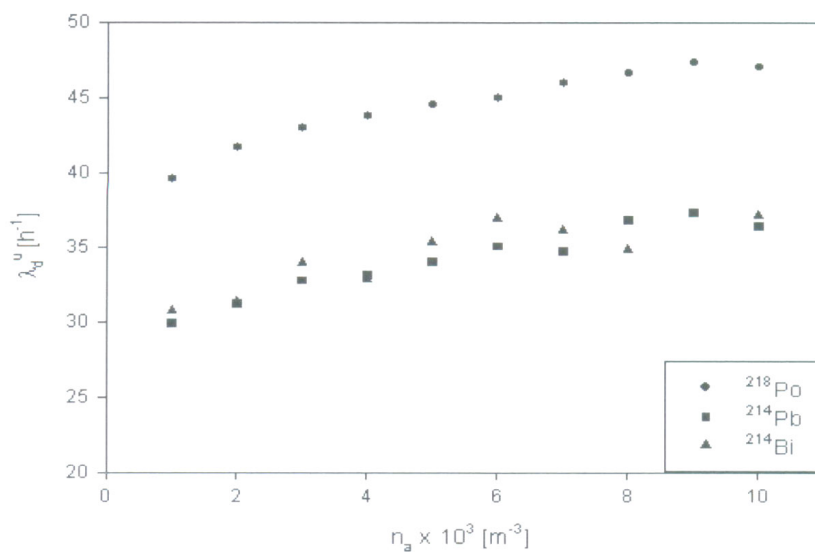


Figure 2. Deposition rate of unattached progeny.

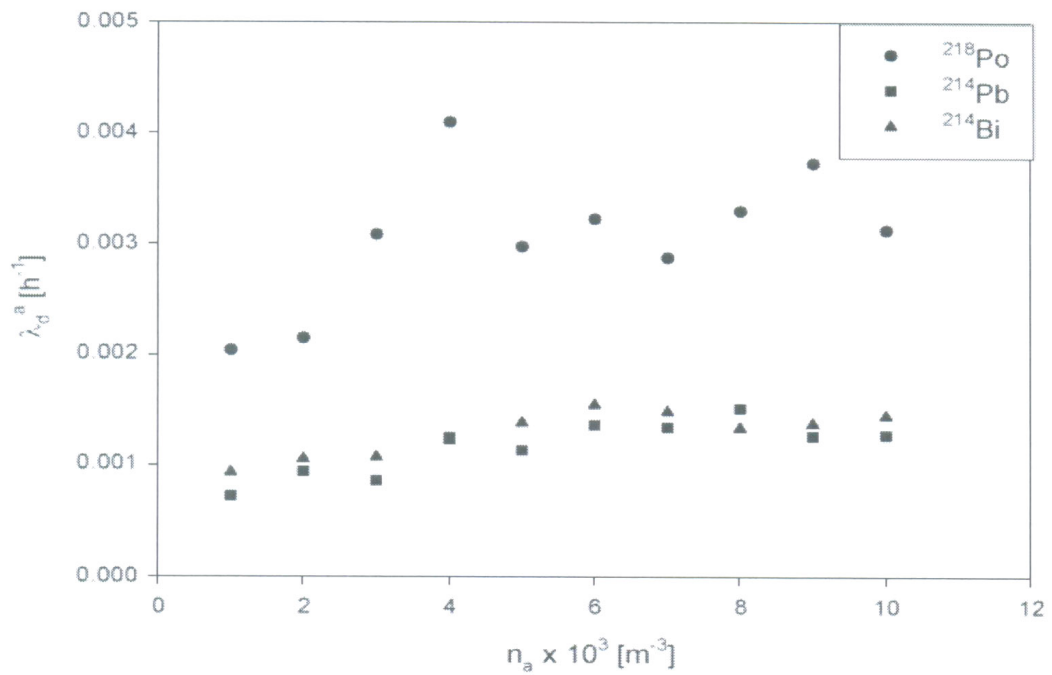


Figure 3. Deposition rate of attached progeny.

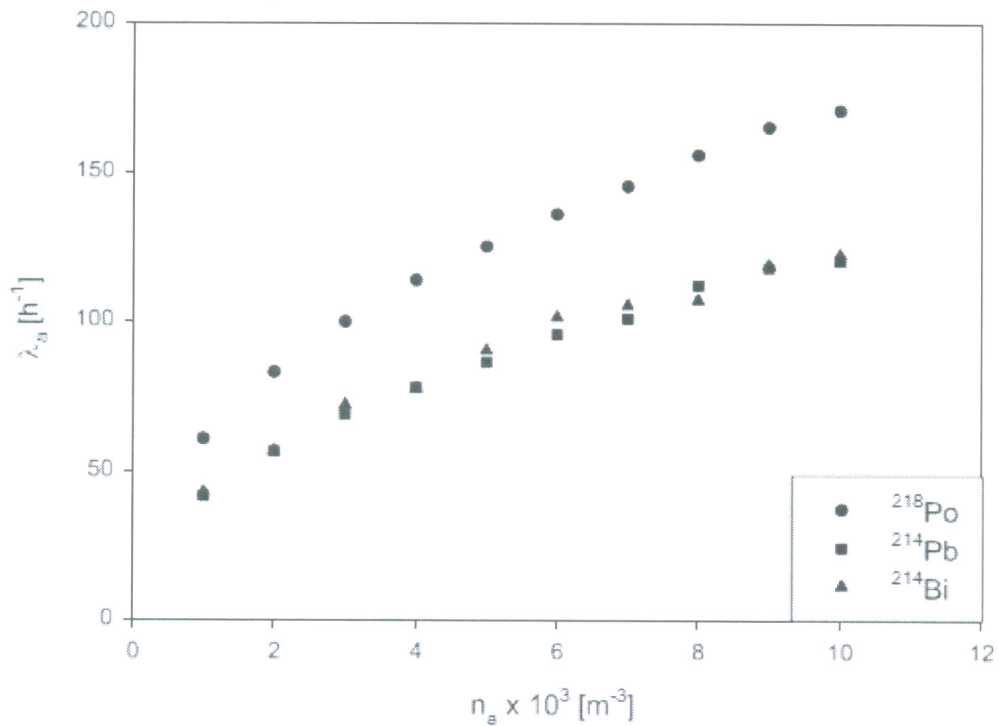


Figure 4. Attachment rate of progeny.

The deposition rate of an unattached progeny is presented in Figure 2. For varied values of aerosol concentration, the deposition rate of ^{218}Po atoms is in range from 39–47 h^{-1} . For ^{214}Pb and ^{214}Bi atoms, deposition rates are close to each other, due to similar mean life times

and varied from 30-36 h⁻¹ and 31-37 h⁻¹ for ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi, respectively. These values are in the range given in (Amgarou, et al. 2003). The deposition rate is an increasing function of the aerosol concentration. It is interesting to note that deposition of ²¹⁸Po is about 25% larger than the value determined for the other two progenies.

The deposition rate of an attached progeny is presented on Figure 3. These values are for three to four orders of magnitude smaller than the ones obtained for the unattached progeny. It is because the aerosol diffusion is much smaller than that of an unattached progeny in the form of clusters. For ²¹⁸Po atoms the deposition rate of the attached progeny is between 0.002-0.004 h⁻¹, while for ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi atoms, the deposition rates are between 0.0007-0.0015 h⁻¹ and 0.0009-0.0015 h⁻¹, respectively. These values are smaller than the ones estimated in (Amgarou, et al., 2003; Nikolopoulos and Vogiannis, 2007).

The attachment rate of a progeny is presented on Figure 4. It could be seen that the attachment rate strongly increases with aerosol concentration. The attachment rate for ²¹⁸Po atoms is from 60-170 h⁻¹. For ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi atoms the attachment rate is about 30% smaller and their ranges are 41-120 h⁻¹ and 43-122 h⁻¹, respectively.

4. Diffusion Radon and Its Progeny in a Diffusion Chamber

Radon measurements are usually performed with nuclear track detectors enclosed in a cup covered with a filter paper or some another permeable materials. Such a device is called a diffusion chamber because the radon gas diffuses through the filter into the cup. Different designs of diffusion chambers were described in literature; some of the new developments are summarized in (Nikezic and Yu, 2004).

Radon decays in the diffusion chamber and new short-lived progeny atoms are formed inside. Activity equilibrium between radon and its short-lived progeny is established inside the chamber. However, the radon progeny may deposit onto the inner wall of the chamber. This process of deposition changes the irradiation geometry and affects the detector sensitivity. Some progeny atoms decay in air (hereafter referred to as the *air fraction*) and others decay after deposition onto the walls (hereafter referred to as the *deposited fraction*).

Nikezic and Stevanovic (2005) considered diffusion radon and its progeny in the chamber modeling their movement by Brownian motion. The air and deposited fractions as well as the distributions of deposited progeny on the chamber walls were determined.

Very small particles in gas or liquid move randomly. Changing of the direction of motion is caused by collisions with molecules of the air. The random motion of particles is characterized by the direction and magnitude of velocity as well as the path length between two subsequent collisions. All these variables are random in nature and the distribution would remain uniform if the distribution of particles in the volume is uniform. In contrary, when the distribution of particles in the volume is not uniform, a new uniform distribution will be established after some relaxation time due to the random Brownian motions of the particles. The particles will move from a region with larger concentration to a region with lower concentration; this process is called diffusion. Diffusion of particles is characterized by the diffusion coefficient D .

The Eq. (2), which describes diffusion of particles, is equivalent to Eq (5) which presents probability distribution that particle with point (x_0, y_0, z_0) moves to point (x, y, z) during time t , if diffusion coefficient is equal to D (Nikezic and Stevanovic, 2005)

The distribution given This formula was employed to simulate the diffusion of radon progeny inside the diffusion chamber. The diffusion coefficient $D = 0.054 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ was used in the calculations; the same value was also used in (Nazaroff and Nero, 1988).

Details of simulation were described in (Nikezic and Stevanovic, 2005) where developed simulation enables calculations of the air and deposited fractions of all radon progeny, as well as the spatial distribution of the deposited progeny. Different “counters” were set up in the computer program, one for each kind of events. When some events occurred (decay, deposition onto the vertical chamber wall or deposition onto one of the horizontal bases of the chamber), the corresponding counter was increased by 1.

4.1. Air/ Deposited Fractions and Surface Distributions of Progeny in Chamber

Nikezic and Stevanovic (2005) considered behavior radon progeny ^{218}Po , ^{214}Pb and ^{214}Bi with different chamber sizes. Air and deposited fractions were calculated and deposition distributions were determined.

The air fractions of radon progeny as a function of the chamber diameter are given in Figure 5 for chambers with heights 2, 4 and 8 cm. The air fraction of ^{218}Po increases with the chamber diameter and height.

As expected, the air fraction is the smallest in the smallest chamber ($r = 1 \text{ cm}$ and $H = 2 \text{ cm}$) and achieves about 23 % in the largest examined chamber. The air fraction of ^{214}Pb is about 1 %, and it increases with the chamber dimensions. On the other hand, the air fraction of ^{214}Bi is very low, always below 0.1 %, and ^{214}Bi atoms might be assumed totally deposited. For the purpose of calculating the detector response, ^{214}Pb and ^{214}Bi atoms can be assumed totally deposited.

The surface distribution of the deposited radon progeny was calculated in the following way. The height of the chamber was split into 10 horizontal segments, while the circular bases were split into 10 concentric circular segments. The coordinates of the points where the progeny atoms settle on the surface were stored in the computer memory. The next step was to determine the segment in which the progeny was deposited. The counter corresponding to that segment was increased by 1. The distributions were created by dividing of counter score in the segments with the total number of deposited particles. The results are given in Figures 6 and 7.

Systematical calculations of the distributions were performed for a variety of chamber heights and radii. Here, only the most representative data are given because there are no qualitative differences among them.

Figure 6 presents the distribution of deposited progeny along the vertical wall of the chamber. There is a maximum deposition around the middle of the wall. The deposited activity decreases toward the ends (bottom and top) of the vertical wall. There are some small differences in the deposition pattern between ^{218}Po , which tends to be more uniformly deposited, and the other two progeny, ^{214}Pb and ^{214}Bi , which tend to deposit more around the middle of the vertical wall.

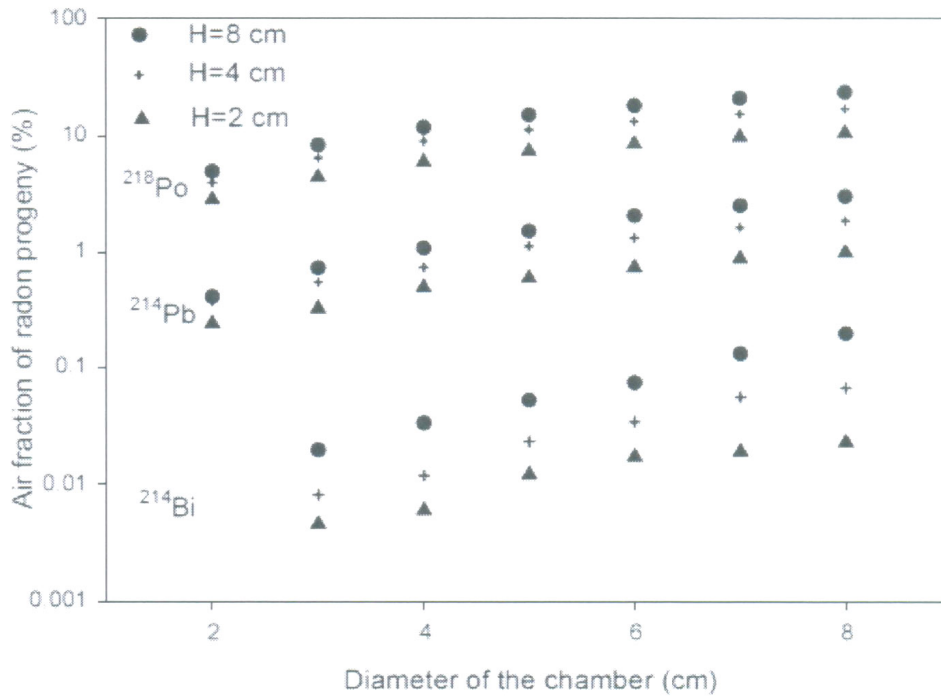


Figure 5. Air fraction of radon progeny for different chamber heights as a function of the diameters.

Figure 7 shows the distribution along the radius of the chamber base. All progeny tend to deposit close to the center of the circular base, and deposition decreases towards the rim of the base. Again, ²¹⁸Po tends to deposit more uniformly than ²¹⁴Pb and ²¹⁴Bi.

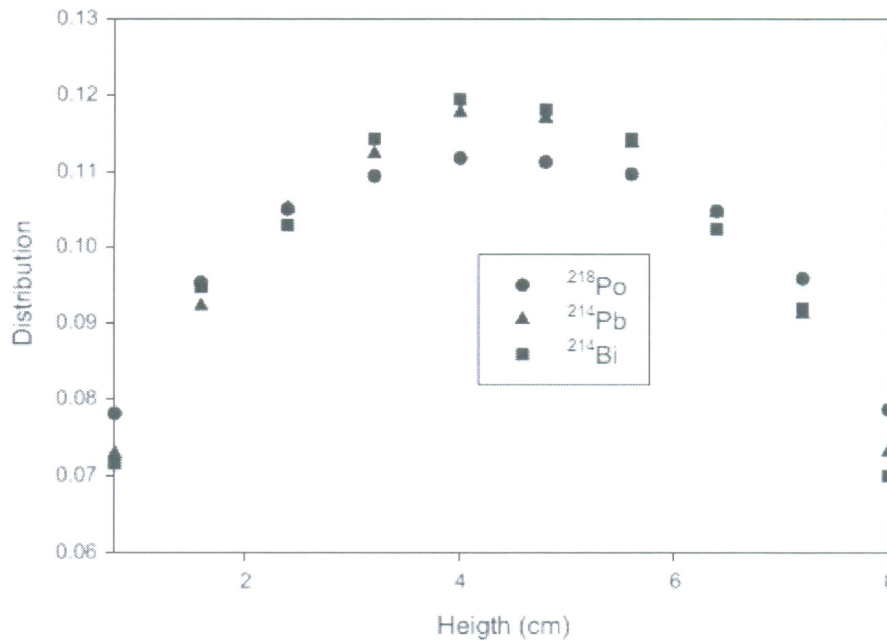


Figure 6. Distribution of deposited progeny along vertical wall. Radius is R=4 cm.

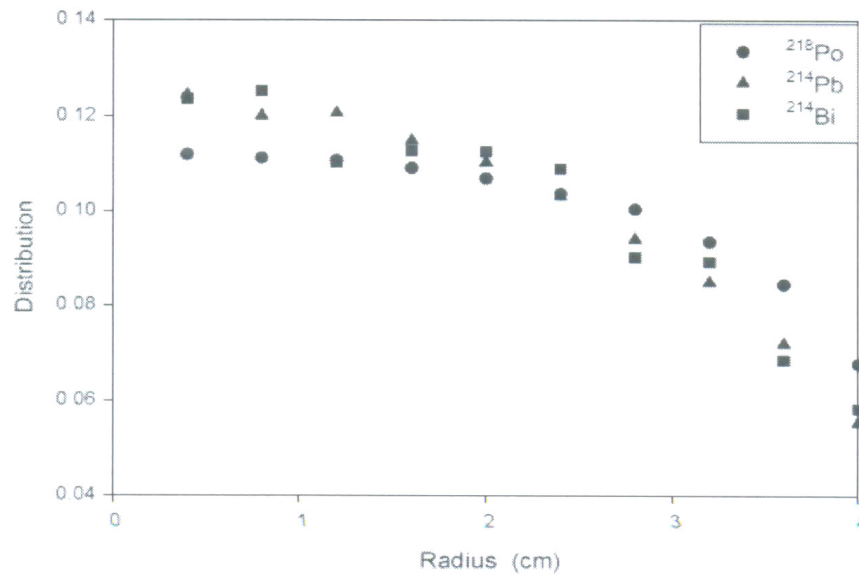


Figure 7. Distribution of deposited progeny on the basis. The chamber height is $H=2$ cm.

In (Nikezic and Stevanovic, 2005) diffusion of charged radon progeny in chamber was considered separately. The results were presented in Figures 8, 9 and 10.

The air fractions of charged radon progeny were given in Figure 8. The air fraction of charged ^{218}Po is less than 10 % for all examined chambers. By comparison with Figure 5, one can find that the air fraction is much smaller when the electric charge is taken into account. The air fraction reduced by a factor of 2 (for the largest chamber) up to 5 (for the smallest chamber). The air fraction for other progeny is much smaller and they can be taken as fully deposited.

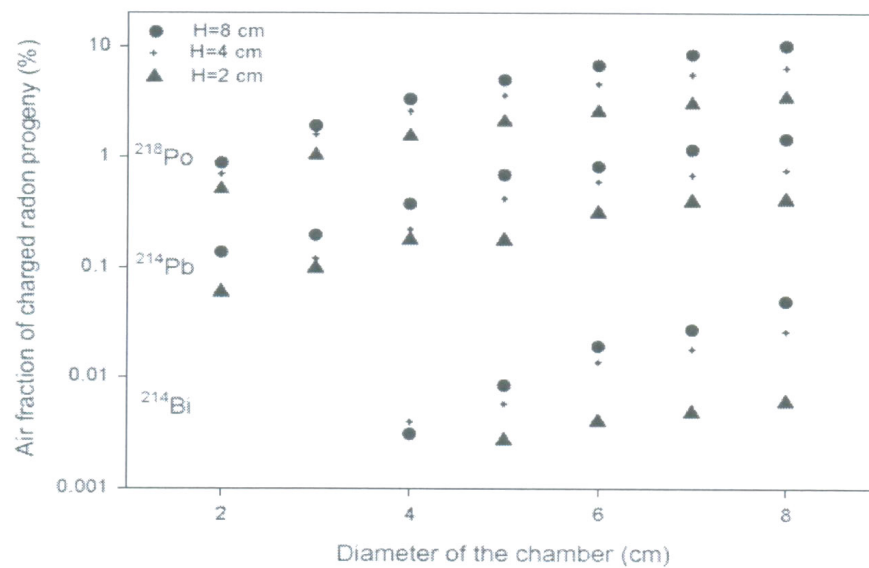


Figure 8. Air fraction of *charged* radon progeny for different chamber heights as a function of the diameter.

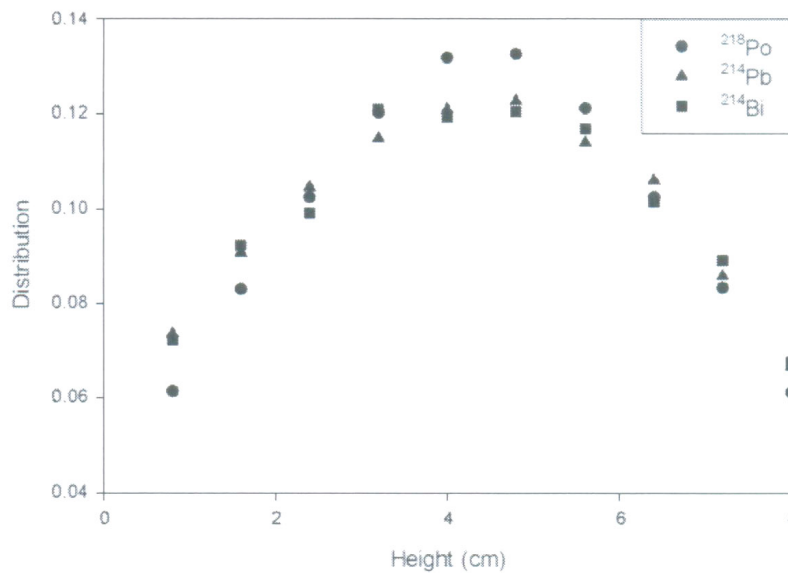


Figure 9. Distribution of deposited *charged* progeny along vertical wall. Radius is $R=4$ cm.

In addition to the influence on the air fraction, the electric field also changes the pattern of deposited progeny on the inner walls of the diffusion chamber. The distribution as a function of the chamber height is shown in Figure 9. The distribution has been changed in comparison to Figure 6. The charged progeny ^{218}Po tends to deposit more in the middle part of the chamber wall.

The distribution of charged progeny deposited on the chamber base given in Figure 10 is very similar to the one presented in Figure 7. This distribution is not changed significantly under the assumption about the charge of the progeny.

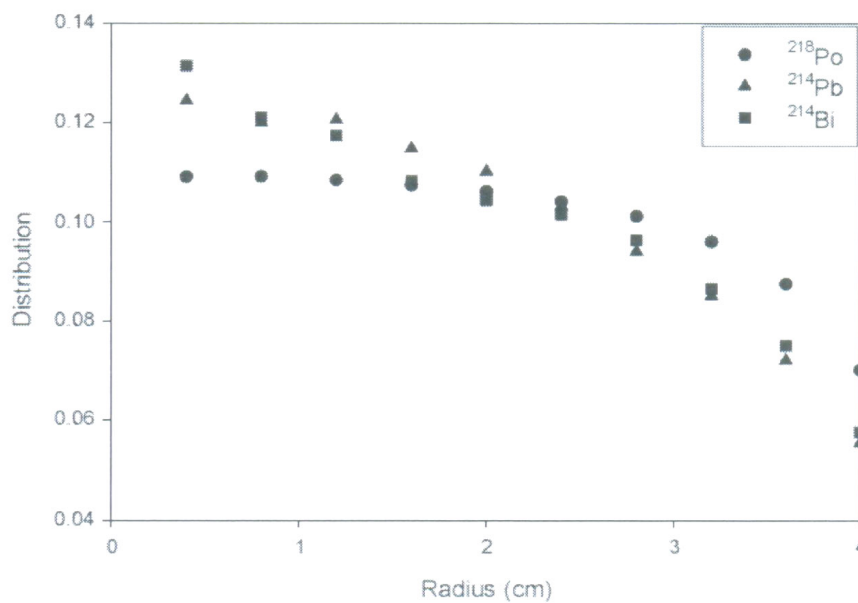


Figure 10. Distribution of deposited *charged* progeny on the base. The chamber height is $H=2$ cm.

4.2. Effects of Non-Uniform Deposition on the Detector Response

In all previous calculations of the sensitivity of the detector in the diffusion chamber performed by different authors, the deposition of radon progeny was considered uniform. Here, the calculations were repeated in order to examine the effects of non-uniform deposition on the determined detector response. In order to assess the effects of the non-uniform deposition, the calculation of the sensitivity was performed under two cases: (a) uniform deposition and (b) non-uniform deposition. Calculations were carried out for a cylindrical chamber with radius $r = 3$ cm and height $H = 4$ cm. A circular LR 115 detector with a radius $r_{\text{det}} = 3$ cm was placed on the inner bottom of the diffusion chamber. The removed layer by etching was assumed as $6.54 \mu\text{m}$ (Nikezic and Stevanovic, 2005).

The only difference is that the random points on the chamber wall was sampled from the distribution presented in Figures 6 and 7. The air fraction of ^{218}Po from Figure 2 is 6.6 %. The other 93.4 % of atoms are deposited onto the chamber wall. On the other hand, the deposited activity of ^{218}Po is shared between basis and the vertical wall in the ratio 3:7. Table 2 summarizes the calculation results for partial sensitivities. The partial sensitivity of a radon progeny species is defined as the track density (in m^{-2}) per unit exposure (in $\text{Bq}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}$) assuming that only atoms of this radon progeny species are present in air (or on the wall).

In this way, the unit for partial sensitivity is given in m . The indices (A) in Table 1 refer to the emission in air (air fraction), and the indices (W) to the emission on the wall. No index was used for ^{222}Rn since its atoms always decay in air. Table 3 gives the total sensitivity obtained under different assumptions. The total sensitivity, ρ_{tot} is given as a sum

Table 2. Partial sensitivities in m of radon and radon progeny in the chamber with radius $r=3$ cm and height $H=4$ cm. Detector LR 115 etched to remove $6.54 \mu\text{m}$

$\rho(^{222}\text{Rn})$	$\rho(^{218}\text{Po}(A))$	$\rho(^{214}\text{Po}(A))$	$\rho(^{218}\text{Po}(W))$		$\rho(^{214}\text{Po}(W))$	
			Uniform	Non uniform	Uniform	Non uniform
$0.217 \cdot 10^{-2}$	$0.199 \cdot 10^{-2}$	$0.20 \cdot 10^{-2}$	$0.407 \cdot 10^{-3}$	$0.766 \cdot 10^{-3}$	$0.416 \cdot 10^{-3}$	$0.479 \cdot 10^{-3}$

Table 3. Total sensitivity, ρ_{tot} in m , obtained under different assumptions

Air fraction of radon progeny = 1. i.e. there is not any progeny deposition	$0.616 \cdot 10^{-2}$	
Air fraction of all radon progeny = 0. i.e. total deposition of all progeny	Uniform deposition	Non uniform dep.
	$0.299 \cdot 10^{-2}$	$0.341 \cdot 10^{-2}$
Air fraction of $^{218}\text{Po} = 6.6 \%$, Other progeny deposited completely	$0.309 \cdot 10^{-2}$	$0.349 \cdot 10^{-2}$
Air fraction of $^{218}\text{Po} = 4.5 \%$ under assumption that progeny atom is charged for whole its life	-	$0.346 \cdot 10^{-2}$

$$\rho_{tot} = \rho(^{222}\text{Rn}) + f_{air}(^{218}\text{Po})\rho(^{218}\text{Po}(A)) + (1 - f_{air}(^{218}\text{Po}))\rho(^{218}\text{Po}(W)) + f_{air}(^{214}\text{Po})\rho(^{214}\text{Po}(A)) + (1 - f_{air}(^{214}\text{Po}))\rho(^{214}\text{Po}(W)) \quad (16)$$

where f_{air} is the air fraction of the corresponding progeny.

Deposition of the progeny substantially diminishes the partial sensitivities in the examined chamber (for a factor of 4 to 5). The total sensitivity also drops from $0.616 \cdot 10^{-2}$ m down to $0.3 \cdot 10^{-2}$ m.

On the other hand, non-uniformity increases the partial sensitivities. This is more profound for ^{218}Po (almost twice) than for ^{214}Po (about 15 % increase). The effect is due to the tendency of deposition towards the middle of the wall and the center of the base.

In Table 3, three groups of results are given. The first row refers to the hypothetical case of no deposition. The second row presents data for total deposition (uniform and non-uniform). Non-uniformity increases the calculated response from $0.3 \cdot 10^{-2}$ to $0.34 \cdot 10^{-2}$ m (about 17 % increase). The third row is obtained under the assumption of an air fraction of 6.6 % for ^{218}Po . The total sensitivity is slightly higher than that for the case of total deposition. Here, again, the non-uniformity increases the calculated sensitivity by 17 %.

5. ANALYTICAL SOLUTION OF EQUATION FOR RADON DIFFUSION THROUGH ACTIVATED CHARCOAL

Measurement of radon by activated charcoal is a passive integration technique (Nikezic and Urosevic, 1998). It is a relatively inexpensive and simple technique. Another passive integration method is the track detector technique. These two techniques are complimentary. The advantage of track detectors is accuracy of results obtained, whereas the advantage of activated charcoal is simplicity and low cost.

Measuring radon using the activated charcoal technique is described in detail by many authors (see references in (Nikezic and Urosevic, 1998)). The activated charcoal radon measurement procedure consists of the following: activated charcoal is heated to 100-150 °C and maintained at such a temperature for several hours. The aim of this procedure is to release the radon previously adsorbed in activated charcoal. The charcoal is then transferred to a canister and sealed, so that radon diffusion back into the charcoal is prevented. The canister is opened just before the radon measurements start. Radon diffuses into the charcoal bed, and is adsorbed on the activated particles. The exposure can last from a few hours to several days.

At the end of the exposure the canister is closed and sealed again. More than three hours are needed for the establishment of an equilibrium between radon and its short-lived progeny. Radon progenies emit γ rays measured by scintillating or semiconducting detectors. Thus, the total activity of radon (in Bq) in activated charcoal is measured. This activity could be correlated with the mean concentration of radon in the atmosphere where the canister exposure was performed.

Nikezic and Urosevic (1998) considered diffusion of radon into a layer of activated charcoal. First, solved an analytical solution of the diffusion equation is given for the case of constant radon concentration (activity per unit volume, in Bq/m³) in air. Second, a numerical approach for variable radon concentration was described.

The diffusion of radon in a layer of activated charcoal with finite thickness was considered. A geometry of the problem was presented in Figure 1. It is assumed that the atmospheric concentration of radon C_0 (in Bq/m³) is constant. If $C(x,t)$ designates the concentration of radon in charcoal at the depth $-x$, measured from the boundary charcoal-air surface, then a diffusion equation describing the variation of radon concentration in charcoal relative to time and space can be presented by Eq.(2) (Nikezic and Urosevic, 1998)

This is a partial differential equation, of second order with respect to coordinate x and first order with respect to time t . When solving partial diffusion equations it is necessary to define the boundary and initial conditions. In this case the initial and boundary conditions are:

$$\begin{aligned} C(x,0) &= 0, \\ C(0,t) &= k\rho C_0, \\ \left(\frac{\partial C}{\partial x}\right)_{x=L} &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

The initial condition is meaning that there was no radon in activated charcoal at the moment the measurement started. The first boundary condition presents constant radon concentration in air, C_0 . The second boundary condition is related to the other end of the canister $x = L$, and indicates that the bottom of the canister is isolated, i.e. radon flux at the bottom of the canister is equal to zero. The coefficient "k" is the so-called adsorption coefficient and ρ the charcoal density.

The analytical solution of the Eq. (2) for radon diffusion through charcoal, with initial and boundary conditions in Eq (17) was given as,

$$C(x,t) = k\rho C_0 \left(\frac{\cosh\left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}}(l-x)\right)}{\cosh\left(\sqrt{\frac{\lambda}{D}}l\right)} - \frac{D\pi}{l^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2n+1)e^{-\left(\frac{(2n+1)^2\pi^2 D}{4l^2} + \lambda\right)t}}{\left(\frac{(2n+1)^2\pi^2 D}{4l^2} + \lambda\right)} \cdot \sin\frac{(2n+1)\pi}{2l}x \right) \quad (18)$$

The Eq. (18) presents a spatial and temporal distribution of radon concentration in activated charcoal adsorbed for the exposure time t much longer than 3.825 days, but with one important limitation concerning the constant radon concentration C_0 in the atmosphere.

It was a contribution to the better understanding of radon measurements with activated charcoal. Namely, a theoretical study of radon measurement with active charcoal, an exact analytical solution of the diffusion equation for simulation of activated charcoal, are given.

The principal advantage of such a formulation is easy and simple receipt of canister responses for different types of excitations. It provides an appropriate method for testing the effects of different parameters, for monitoring and predicting responses to different variations of these parameters.

Good simulation results, given in (Nikezic and Urosevic, 1998), suggest that the model adequately describes the phenomenon of radon diffusion and adsorption on activated charcoal, and takes into account the process of radioactive disintegration. This means that this model can be used as a new approach to the problem of determining radon concentration if

the total radon activity in the canister is known. It is possible to analyze both the situation when radon level is constant and the more realistic one when the radon level is variable.

So, using this model it is possible to calculate the level of radon in the environment by the activated charcoal adsorption for the appropriate measurement conditions. Optimization could be applied when determining the optimal exposure time, the minimum thickness of the canister needed for the given exposure period, the number of canisters needed for attaining the measurement accuracy, etc.

ACKNOWLEDGMENTS

To the Serbian Ministry of Science who supported this work through the project No. 171021.

REFERENCES

- Amgarou K., Font Ll., Baixeras C. (2003). A novel approach for long-term determination of indoor ^{222}Rn progeny equilibrium factor using nuclear track detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 506, 186–198.
- Cohen, B.L. and Cohen, L.S. (1983). Theory and Practice of Radon Monitoring With Charcoal Adsorption. *Health Physics*. 45(2), :501-508.
- Cosma, C., Dancea, F., Jurcut, T., Ristoiu, D. (2001). Determination of ^{222}Rn emanation fraction and diffusion coefficient in concrete using accumulation chambers and the influence of humidity and radium distribution. *Applied Radiation and Isotopes*. 54, 467-473.
- Csige, I., Hakal, J. and Lakatos, I. (1995). Measurements of effective diffusion coefficient of radon in porous media with etched track radon monitors. *Radiat. Meas.* 25, 659–660.
- Eisenbud M, Gesell T. (1997). Environmental Radioactivity from Natural, Industrial, and Military Sources. San Diego, CA, Chapter 6 - Natural Radioactivity.
- Fleischer RL. (1997). Radon: Overview of properties, Origin and Transport. In: Durrani SA, Ilic R. Radon measurements by etched track detectors. World Scientific, Singapore, 3, pp. 1-21.
- George, A.C. (1984). Passive, Integrated Measurement of Indoor Radon Using Activated Carbon. *Health Physics*. 46(4), 867-872.
- Hinds, W.C. 1998. Aerosol technology, properties, behavior and measurement of airborne particles. New York: Wiley & Sons.
- ICRP 32. (1981). Limits for inhalation of radon daughters by workers. A Report of a Task Group the International Commission on Radiological Protection, ICRP Publication 32. Pergamon Press, Oxford, Vol 6, Issue 1, 1-24.
- Jacobi W. (1972). Activity and potential α energy of ^{222}Rn and ^{220}Rn daughters in different air atmosphere, *Health Phys.* 22, 441-450.
- Kato, S. (1997). Appliace of CFDS Technique for Designing Room Air Distribution –Part 1. Overview of CFD for Analyzing Indoor Climate, vol. 71. *Society of Heating, Air Conditioning & Sanitary Engineers*, Japan, pp. 533–542.

- Kojic, M., Slavkovic, R., Zivkovic, M., Grujovic, N. and Filipovic, N. (1996). PAK — A general-purpose finite element program for structural analysis, heat conduction, coupled problems and biomechanics (Faculty of Mechanical Engineering, University of Kragujevac, Serbia — Yugoslavia).
- Landau, L.D., Lifshic, E.M. (1965). *Mechanics of continuum media*. Gradjevinska knjiga (in Serbian; translation from Russian).
- Mercer, I.T. (1976). The effect of particle size on the escape of recoiling RaB atoms from particulate surfaces. *Health Phys.* 31,173-174.
- Marsh, J.W. Birchall, A. (2000). Sensitivity analysis of the weighted equivalent lung dose per unit exposure from radon progeny. *Radiat. Prot. Dosim.* 87, 167–178.
- Nazaroff, W.W., Nero, A.V. (1988). *Radon and its decay products in indoor air*, John Wiley and Sons, New York.
- NCRP 93. (1987). *Ionizing radiation exposure of the population of the United States*. National Council on Radiation Protection and Measurements, Bethesda, Maryland.
- Nikezic, D., Urosevic, V. (1998). A theoretical study of radon measurement with activated charcoal. *Nucl. Inst. Meth. A* 406, 486-498.
- Nikezic, D., Yu, K.N. (2004). Formation and Growth of Tracks in Nuclear Track Materials. *Materials Science and Engineering R*, 46 (3-5), 51-123.
- Nikezic D., Stevanovic N. (2004). Room model with three modal distributions of attached radon progeny. *Health Phys.* 87(4), 405-409.
- Nikezic, D. and Stevanovic N. (2005). Radon progeny behavior in diffusion chamber. *Nucl. Instr. and Meth. B* 239, 399–406.
- Nikolopoulos, D., Vogianis, E. (2007). Modeling radon progeny concentration variations in thermal spas. *Sci. Total. Environ.*, 37,:82–93.
- Porstendörfer, J., Wicke, A., Schraub, A. (1978). A influence of exhalation, ventilation and deposition processes upon the concentrations of radon, thoron and their decay products in room air. *Health Phys.* 34, 465–473.
- Porstendörfer, J., Mercer, T.T. (1979). Influence of electric charge and humidity upon the diffusion coefficient of radon decay product. *Health Phys.* 37, 191–199.
- Porstendörfer J. (2001). Physical parameters and dose factors of the radon and thoron decay products. *Radiat. Prot. Dosim.* 94, 365–373.
- Prichard, H.M. and Marien, K.A. (1985). A passive diffusion ^{222}Rn sampler based on activated carbon adsorption. *Health Physics.* 48(6) 797-803.
- Ramamurthi, M., Hopke, P.K. (1989). On improving the validity of wire screen unattached fraction of radon daughters in measurements. *Health Phys.* 56, 189–194.
- Reist, P.C. 1993. *Aerosol Science and Technology*, second ed., McGraw-Hill, New York.
- Renken, J. K. and Rosenberg, T. T. (1995). Laboratory measurements of the transport of radon gas through concrete samples. *Health Phys.* 68, 800–808.
- Rogers, V. C. and Nielson, K. K.,1991. Multiphase radon generation and transport in porous materials. *Health Phys.* 60, 807–815.
- Stranden, E., 1988. Buildings material as a source of indoor radon. In: Nazaroff, W.W., Nero, A.V. (Eds.), *Radon and his Decay Products in Indoor Air*. Wiley, New York, pp. 113-130.
- Stevanovic, N., Nikezic, D., Djordjevich, A. (2004). The recoil factor of ^{214}Pb . *J. Aerosol Sci.* 35, 1041–1050.

-
- Stevanovic, N., Markovic, V.M., Urosevic, V., Nikezic, D. (2009). Determination of parameters of the Jacobi room model using the Brownian motion model. *Health Phys.* 96 (1), 48-54.
- Urosevic V., Nikezic D. (2003). Radon transport through concrete and determination of its diffusion coefficient. *Rad. Prot. Dosim.* 104 (1), 65-70.
- Urosevic V., Nikezic D., Vulovic S. (2008). A theoretical approach to indoor radon and thoron distribution, *Journal of Environmental Radioactivity.* 99, 1829-1833.
- Zhuo W, Iida T, Morizumi J, Aoyagi T, Takahashi I. (2001). Simulation of the concentrations and distributions of indoor radon and thoron. *Radiat. Prot. Dosim.* 93, 357-368.

Биографија кандидата

Владимир Марковић је рођен 03.09.1981. године у Крагујевцу.

По завршетку природно-математичког смера Прве крагујевачке гимназије 2000. године уписује физику на Природно-математичком факултету у Крагујевцу.

Године 2005. уписује магистарске студије на ПМФ-у у Крагујевцу, које успешно окончава одбраном магистарске тезе 14.12.2009. године под називом „ПРОРАЧУН ДОЗНИХ КОНВЕРЗИОНИХ ФАКТОРА БЕТА И ГАМА ЗРАЧЕЊА КРАТКОЖИВЕЋИХ РАДОНОВИХ ПОТОМАКА ПРИМЕНОМ СОФТВЕРА „PENELOPE“ И „MCNP““.

Године 2010. уписује трећу годину Докторских академских студија у Институту за физику Природно математичког факултета и положио је све испите предвиђене студијским програмом.

Од 2006. године Владимир Марковић је ангажован на пројекту министарста у оквиру Природно-математичког факултета у Крагујевцу као стипендиста министарства. Године 2008. Владимир Марковић постаје запослени на Природно-математичком факултету, на пројекту министарства, а од 2013. године бива ангажован као асистент.

1. Допринос ефективној дози од
бета и гама зрачења радонових
и торонових потомака

УДК 539.16

2. Марковић В.

Дозиметрија, Радон, Торон,
Монте Карло симулација, DCF

3. Универзитет у Крагујевцу
Природно-математички факултет
Крагујевац, Србија

CONTRIBUTION TO EFFECTIVE DOSE FROM BETA AND GAMMA RADIATION OF RADON AND THORON PROGENY

SUMMARY

Short lived radon and thoron progeny are natural occurring radionuclides which are the most responsible for exposure of people. Main way of irradiating is internal, by inhalation, or ingestion. After inhalation radon and thoron short lived progeny deposit on the inner layers of bronchi and bronchioles and damage surrounding tissue. Activity in the lungs contributes to dose in the lungs, but because of long range of beta gamma and beta radiation, also in the all other human organs. External exposure is from activity in the air surrounding human body.

In order to determine airborne activity, model of Brownian motion of radon progeny is developed, using Monte Carlo method. From simulations Jacoby room parameters were determined, which allow to calculate airborne activity in the room. Using this values, deposited activity in the lung can be calculated, which was done in this work.

Further absorbed fractions in the sensitive tissue of bronchial and bronchiolar region were calculated using PENELOPE software. Absorbed fraction in sensitive regions is from few to 18% of mean beta spectrum energy. These calculations enabled dose determination in these radiosensitive parts of lungs. DCF for radon progeny was calculated to be 0.21 mSv/WLM , which comprise about 2% of the DCF due to alpha particles from radon progeny. For thoron progeny, DCF is 0.06 mSv/WLM , which comprise 1.5% of the alpha lung dose from thoron progeny. Variation of Jacoby parameters showed that DCF value can be changed in the 35% interval.

Absorbed fractions with values up to 18% shows that only that amount of beta and gamma energy is absorbed in the lungs. Because of that it is needed to know doses in all other organs and tissues. In this work doses in all main organs and remainder tissue were calculated for radon and thoron progeny. It is shown that DCF for whole organism is 13.3 and 20.45 mSv/WLM for radon and thoron respectively.

At the end contribution from external exposure was determined, for the ORNL phantom in the middle of the standard room, using MCNP software. Radon and its progeny were taken to be uniformly distributed in the room. DCF from radon progeny due to external exposure is 7.37 *mSv/WLM* .

Results in this work presents original scientific contribution of author. The importance of dose calculation is very important in dosimetry. Knowledge of the dose is the first step in determining the radiation effect on humans.

Dissertation supervisor: Dragoslav Nikezic, PHD

Commision for the dissertation acceptance:

Nikezic D., PHD; Ciraj-Bjelac O., PHD; Krstic D., PHD; Stevanovic N., PHD

Title	Contribution to effective dose from beta and gamma radiation of radon and thoron progeny
Author	Vladimir Markovic
Key Words	Dosimetry, Radon, Thoron, Monte Carlo simulation, DCF
Pages	139
Figures	35
Tables	36
References	104

Kragujevac 2014

ОБРАЗАЦ 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а _____
број уписа 4/2010 Марковић Владимир

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Зависност ефективности дози од дегна и тача зрачења
радонских и широнских изотопа

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

Потпис аутора

У Крагујевцу, 02.10.2014. год.

Марковић Владимир

ОБРАЗАЦ 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Марковић Владимир
Број уписа 412010
Студијски програм Докторске академске студије у Институту за физику
Наслов рада Докторске ефективне гаси од дења и јана спреченија радности и штетности поштомача
Ментор др. др. Драгослав Николић

Потписани Марковић Владимир

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

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

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

Потпис аутора

У Крагујевцу, 02.10.2014. год.

Марковић Владимир

ОБРАЗАЦ 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Крагујевцу унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Добринос ефективној дози од дема и тама зрчења рачунових и интерних постојања
која је моје ауторско дело.

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

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

1. Ауторство
2. Ауторство - некомерцијално
3. Ауторство - некомерцијално - без прераде
4. Ауторство - некомерцијално - делити под истим условима
5. Ауторство - без прераде
6. Ауторство - делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, чији је кратак опис дат је на обрасцу број 4.).

Потпис аутора

У Крагујевцу, 02.10.2014. год

Марко Т. Рајић