

**ДРУШТВО ЗА ЗАШТИТУ ОД ЗРАЧЕЊА
СРБИЈЕ И ЦРНЕ ГОРЕ**



**ЗБОРНИК
РАДОВА**

**XXIX СИМПОЗИЈУМ ДЗЗСЦГ
Сребрно језеро
27- 29. септембар 2017. године**

**Београд
2017. године**

**SOCIETY FOR RADIATION PROTECTION OF
SERBIA AND MONTENEGRO**



PROCEEDINGS

**XXIX SYMPOSIUM DZZSCG
Srebrno jezero
27- 29. September 2017**

**Belgrade
2017**

ЗБОРНИК РАДОВА

XXIX СИМПОЗИЈУМ ДЗЗСЦГ
27-29.09.2017.

Издавачи:

Институт за нуклеарне науке „Винча“
Друштво за заштиту од зрачења Србије и Црне Горе

За извршног издавача:

Др Борислав Грубор

Уредници:

Др Јелена Станковић Петровић
Др Гордана Пантелић

ISBN 978-86-7306-144-3

©Institut za nuklearne nauke „Vinča“

Техничка обрада:

Јелена Станковић Петровић, Гордана Пантелић

Штампа:

Институт за нуклеарне науке ”Винча”, Мике Петровића Аласа 12-14, 11351
Винча, Београд, Србија

Тираж:

150 примерака

Година издања:

Септембар 2017.

ДИФУЗИЈА РАДОНА И ТОРОНА У ДИФУЗИОНИМ КОМОРАМА

Владимир М. МАРКОВИЋ, Ненад СТЕВАНОВИЋ и Драгослав НИКЕЗИЋ

Универзитет у Крагујевцу, Природно-математички факултет, Институт за физику, Крагујевац, Србија,

vmarkovic@kg.ac.rs, nstevanovic@kg.ac.rs, nikezic@kg.ac.rs

САДРЖАЈ

Дифузионе коморе представљају једноставан начин мерења концентрације радона и торона у просторијама. Како би се одредила концентрација потребно је извршити калибрацију. Теоријски приступ је веома чест и омогућава одређивање калибрационе константе моделовањем. Тот приликом, често се уводе апроксимације која омогућавају једноставније решавање проблема. У овом раду је проучавана оправданост апроксимација: занемаривање дифузије кроз филтер папир на почетку коморе и промена концентрације радона и торона ван коморе у току времена. Показано је да апроксимације нису увек оправдане.

1. УВОД

Радон (^{222}Rn) и торон (^{220}Rn) су природни радиоактивни елементи који се јављају у радиоактивним низовима ^{238}U и ^{232}Th . Радон је најзначајнији изотоп и процењено је да више од половине годишње ефективне дозе, од свих извора јонизујућег зрачења, потиче од радона [1, 2]. Инхалација ваздуха у затвореним просторијама допрноси са чак 80% излагања радону и његовим потомцима. Како би се проценила ефективна доза, неопходно је проучити понашање радона и торона у затвореним просторијама и познавати њихове концентрације. Један од најједноставнијих метода одређивања концентрација у ваздуху је коришћење дифузионих комора. Оне се састоје од пластичне посуде најчешће облика цилиндра, са филтер папиром на једном крају и SSNT (Solid State Nuclear Track) детектором постављеним на дно посуде. Филтер папир је пермеабилан за радон и торон. Овакав једноставан мерни инструмент се назива дифузиона комора. Радон и торон дифундују кроз филтер папир у комору [3], где се процес дифузије наставља у ваздуху [4, 5]. У већини случајева дифузија кроз филтер папир се занемарује [6], с обзиром да је веома мале дебљине. Ова претпоставка може у многоме да утиче на калибрациони коефицијент и процену концентрација у ваздуху просторија.

Најчешћа апроксимација у радовима посвећеним проучавању расподеле концентрације радонових и торонових потомака у дифузионим коморама је да се концентрација радона и торона на уласку у комору узима константном. Како дифузиона комора заузима само мали део просторије у којој се концентрација радона и торона мења временом и зависи од амбијенталних услова, концентрација на уласку у комору никако није константна, што се показује и експерименталним мерењима. Радон гас је мерен симултано у 25 апартмана у Солуну у периоду од 1999–2000 [7]. Континуална мерења су спровођена у реалном времену помоћу јонизационе коморе, на сваких 10 минута. Притом су уочене варијације концентрације радона. Сличне опсервације су приказане у радовима [8, 9].

Зато је од великог значаја испитати да ли постоји утицај филтер папира и варијације концентрације радона и торона на улазу у комору на расподелу потомака унутар коморе, што је управо циљ овог рада.

2. ЈЕДНО ДИМЕНЗИОНАЛНИ ПРОБЛЕМ – АКСИЈАЛНА ДИФУЗИЈА

За почетак размотримо дифузиону комору у облику цилиндра, са филтер папиром на врху. Нека је дебљина филтер папира L , а укупна дужина коморе са филтер папиром H . Коефицијент дифузије филтер папира је D_1 , а ваздуха унутар коморе D_2 . Једначине које описују дифузију радона су:

$$\frac{\partial C_1(x,t)}{\partial t} = D_1 \frac{\partial^2 C_1(x,t)}{\partial x^2} - \lambda C_1(x,t) \quad \text{и} \quad \frac{\partial C_2(x,t)}{\partial t} = D_2 \frac{\partial^2 C_2(x,t)}{\partial x^2} - \lambda C_2(x,t), \quad (1)$$

где су $C_1(x,t)$, и $C_2(x,t)$ бројне концентрације радона у филтру и ваздуху. За решавање система потребно је познавање почетних И.С. (Initial Condition) и граничних услова В.С. (Boundary Condition). За почетак нека је концентрација ван коморе константна, В.С.1, и једнака C_0 . На граници између два медијума ($x=L$) нема задржавања атома, и они могу слободно да дифундују из једне средине у другу, В.С.2, те и флуксеви са обе стране морају бити једнаки, В.С.3. Други крај дифузионе коморе је затворен и не постоји флукс кроз њу, В.С.4 [10]. Такође уведена је претпоставка да је концентрација радона и торона у почетном тренутку, пре експозиције коморе, једнака нули, И.С.1 и И.С.2, у обе средине [11]:

$$\begin{aligned} \text{В.С.1: } C_1(0,t) = C_0; \quad \text{В.С.2: } C_1(L,t) = C_2(L,t); \quad \text{В.С.3: } D_1 \frac{\partial C_1(L,t)}{\partial x} = D_2 \frac{\partial C_2(L,t)}{\partial x}; \\ \frac{\partial C_2(H,t)}{\partial x} = 0; \quad \text{В.С.4: } \frac{\partial C_2(H,t)}{\partial x} = 0; \quad \text{И.С.1: } C_1(x,0) = 0; \quad \text{И.С.2: } C_2(x,0) = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Решења горњег система су функције координате и времена дате у [10]:

$$C_1(x,t) = C'_A e^{-(m_1^2 D_1 + \lambda)t} [A_1 \sin(m_1 x) + B_1 \cos(m_1 x)] + C_1 x e^{-\lambda t} + C_2 e^{-\lambda t} + C_3 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D_1}} x} + C_4 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D_1}} x}, \quad (3)$$

$$C_2(x,t) = C'_B e^{-(m_2^2 D_2 + \lambda)t} [A_2 \sin(m_2 x) + B_2 \cos(m_2 x)] + C'_1 x e^{-\lambda t} + C'_2 e^{-\lambda t} + C'_3 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D_2}} x} + C'_4 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D_2}} x}, \quad (4)$$

где константе морају бити одређене на основу граничних и почетних услова. Детаљно извођење ових константи је дато у [12], где је показано да се решење може одредити само за оне вредности L , H , D_1 и D_2 које задовољавају следећу трансцедентну једначину:

$$\tan\left((2n+1)\frac{\pi}{2H}\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}L\right) = \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \tan\left((2n+1)\frac{\pi}{2H}L\right). \quad (5)$$

Аналитичко решење за општи случај дифузије кроз две средине није могуће извести. Оно што аналитички приступ омогућава је налажење решења за стационарно стање, које се може описати заменом граничног услова В.С.2, $C_1(L,t) = C_2(L,t)$, са условом $C_1(L,\infty) = C_2(L,\infty)$. Ово решење се може применити за стационарно стање дифузије које се достиже након одређеног времена. Исти исход би био добијен решавањем стационарних једначина дифузије, када би се изводи по времену у (1) и (2) изједначили са нулом. Међутим овај приступ омогућава одређивање времена након којег долази до успостављања стационарног стања.

Гранични услови омогућавају одређивање константи C_3, C_4, C_3' и C_4' , док се из почетних услова и развојем функција у Фуријеове редове могу одредити остале константе [12]. Коначна решења попримају форму дату једначинама (6) и (7):

$$C_1(x,t) = C_3 e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D_1}}x} + C_4 e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D_1}}x} + \sum_{n=0}^{\infty} C_n C_A e^{-\left[\left(\frac{(2n+1)\pi}{2H}\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}\right)^2 D_1 + \lambda\right]t} \sin\left((2n+1)\frac{\pi}{2H}\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}x\right), \quad (6)$$

$$C_2(x,t) = C_3' e^{-\sqrt{\frac{\lambda}{D_2}}x} + C_4' e^{\sqrt{\frac{\lambda}{D_2}}x} + \sum_{n=0}^{\infty} C_n' C_A \sqrt{\frac{D_1}{D_2}} \frac{\cos\left((2n+1)\frac{\pi}{2H}\sqrt{\frac{D_2}{D_1}}L\right)}{\cos\left((2n+1)\frac{\pi}{2H}L\right)} e^{-\left[\left(\frac{(2n+1)\pi}{2H}\right)^2 D_2 + \lambda\right]t} \sin\left((2n+1)\frac{\pi}{2H}x\right). \quad (7)$$

Константе $C_3, C_4, C_3', C_4', C_n C_A$ и C_n' , у изразима једначина (6) и (7) су дате у [12]. Диференцијалне једначине (1) и (2) са почетним условима датим изразом (3) се могу решити нумерички, методом коначних разлика [13]. За то је потребно написати диференцијалне једначине и почетне и граничне услове у диференцној форми. Једначина (8) представља дифузиону једначину у диференцној форми:

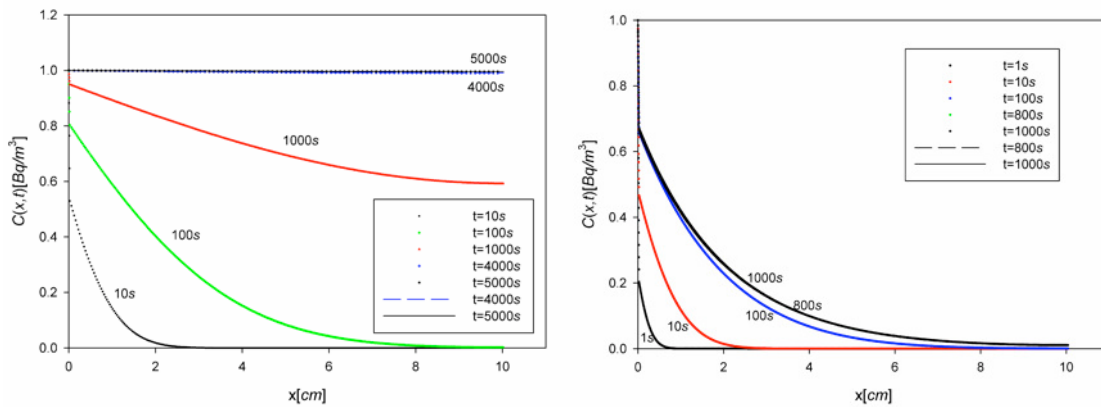
$$\frac{C_{ij+1}^1 - C_{ij}^1}{\Delta t} = D_1 \cdot \frac{C_{i+1j}^1 - 2C_{ij}^1 + C_{i-1j}^1}{\Delta x^2} - \lambda \cdot C_{ij}^1, \quad \frac{C_{ij+1}^2 - C_{ij}^2}{\Delta t} = D_2 \cdot \frac{C_{i+1j}^2 - 2C_{ij}^2 + C_{i-1j}^2}{\Delta x^2} - \lambda \cdot C_{ij}^2. \quad (8)$$

Горњи индекси 1 и 2 означавају први и други медиум. Индекси i, j се односе на дискретне вредности простора и времена Δx и Δt за координату x и време t . На сличан начин се могу записати и почетни и гранични услови. Диференцна форма омогућава одређивање концентрације и тренутку $j+1$, уколико су познате концентрације у претходном тренутку. Како су познати почетни услови, могуће је итеративним поступком одредити концентрације у било ком временском тренутку.

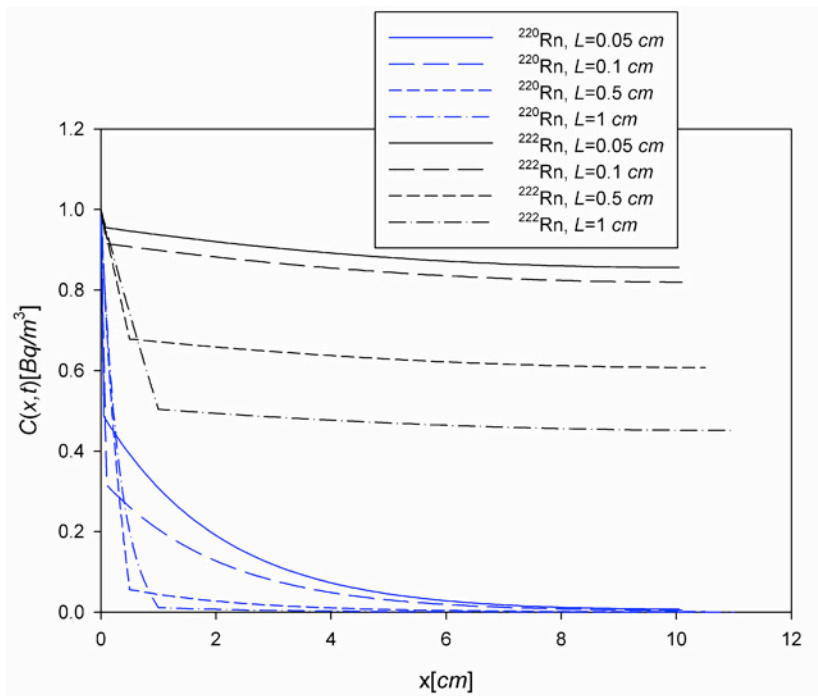
3. ПАРТИКУЛАРНА КОМОРА И АКСИЈАЛНА ДИФУЗИЈА

Размотримо дифузију у комори датој са параметрима $L = 0.025 \text{ cm}$, $H - L = 10 \text{ cm}$, $D_1 = 0.00125$, $D_2 = 0.054$ [16], $T_{1/2}({}^{222}\text{Rn}) = 3.8 \text{ days}$ and $T_{1/2}({}^{220}\text{Rn}) = 56.4 \text{ s}$. На основу аналитичких решења може се видети да стационарно стање настаје после око 4000 s и 800 s за радон и торон, респективно. Слика 1 приказује активносне концентрације радона и торона унутар коморе.

Урачунавајући филтер папир у процес дифузије може се уочити да филтер драстично редукује концентрацију торона (за трећину спољне вредности). Концентрација торона на дну коморе износи свега 1% од концентрације ван коморе. Повећањем дебљине папира могу се уклонити торон и његови потомци из коморе. На слици 2 је приказана зависност концентрације радона и торона од дебљине филтер папира, одакле се може видети да се концентрација торона може практично у потпуности уклонити из коморе на рачун смањења концентрације радона за фактор 2.



Слика 1. Концентрације радона (лево) и торона (десно) унутар коморе (тачке представљају нумеричка решења а линије аналитичка)



Слика 2. Утицај дебљине филтер папира на концентарију радона и торона у комори

Укупна активност унутар коморе у неком временском тренутку t се може одредити интеграцијом активносне концентрације дуж x осе и множењем са површином основе цилиндра S :

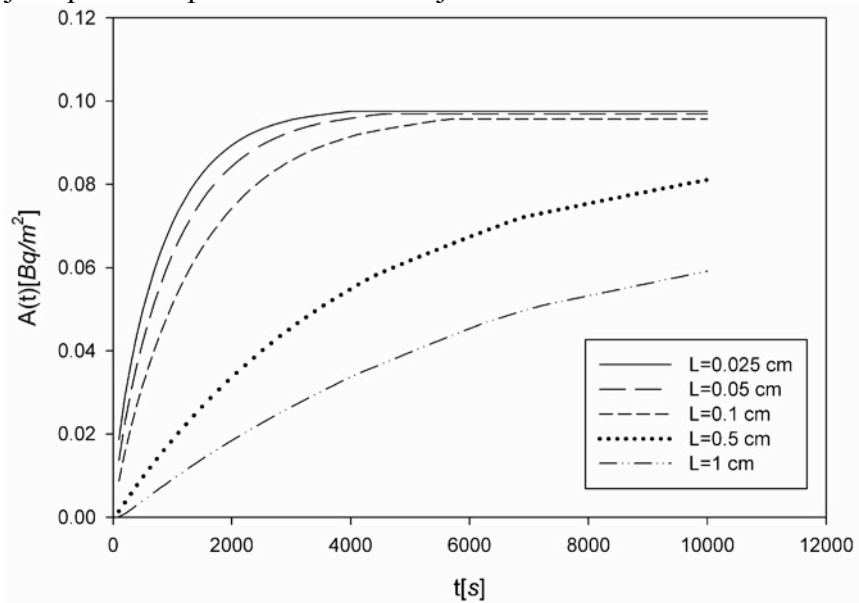
$$A(t) = S \int_L^H C_2(x,t) dx \tag{9}$$

Како се дифузија у латералном правцу занемарује и радијус коморе није дефинисан, практично је дефинисати активност по јединичној површини основе цилиндра коморе у $[m^2]$. Овакво решење може бити примењено на комору произвољног радијуса. Временски зависна укупна активност по јединици површине се може одредити методом коначних разлика:

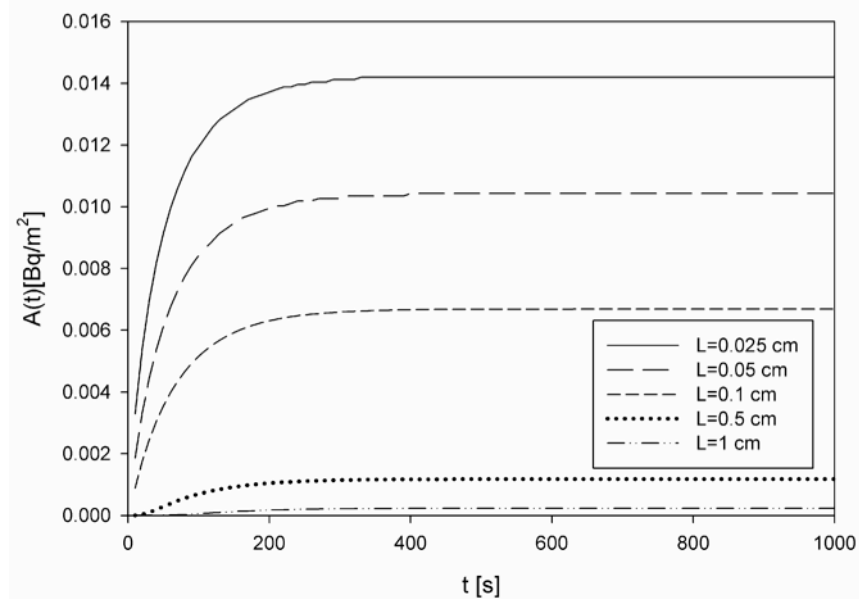
$$A_k(t) = \sum_{j=1}^{j_{\max}} C_k(i, j) \Delta x_k \quad \text{y [Bq/m}^2\text{]}, \quad (10)$$

где је $k = 1, 2$ за ^{222}Rn и ^{220}Rn по реду, и Δx_k изражено у $[m]$.

На сликама 3 и 4 су приказане ^{222}Rn и ^{220}Rn укупне активности у $[Bq/m^2]$ у зависности од времена, где је дебелина филтер папира узета као параметар. За веће дебелине филтер папира стационарно стање се достиже веома касније. За дебелине филтер папира од 1 cm активност торона унутар коморе је редукована на 0.5% процената активности ван коморе. У већини случајева концентрација радона је већа од концентрације торона, што је обећавајући фактор за израду дифузионих комора код којих је торон дискримисан на веома једноставан начин.



Слика 3. Зависност укупне активности радона у комори од времена



Слика 4. Зависност укупне активности торона у комори од времена

4. ПРОСТОРНА РАСПОДЕЛА РАДОНА, ТОРОНА И ПОТОМАКА У КОМОРИ

У случају временски зависне концентрације изван коморе $C_0(t)$, није довољно посматрати само аксијалну дифузију радона и торона, већ су од интереса и њихови потомци. Дифузиона једначина у цилиндричним координатама омогућава решавање аксијалне и латералне дифузије:

$$\frac{\partial C_n(t,r,z)}{\partial t} = D \cdot \left(\frac{\partial^2 C_n(t,r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C_n(t,r,z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 C_n(t,r,z)}{\partial z^2} \right) - \lambda_n \cdot C_n(t,r,z) + \lambda_{n-1} \cdot C_{n-1}(t,r,z), \quad (11)$$

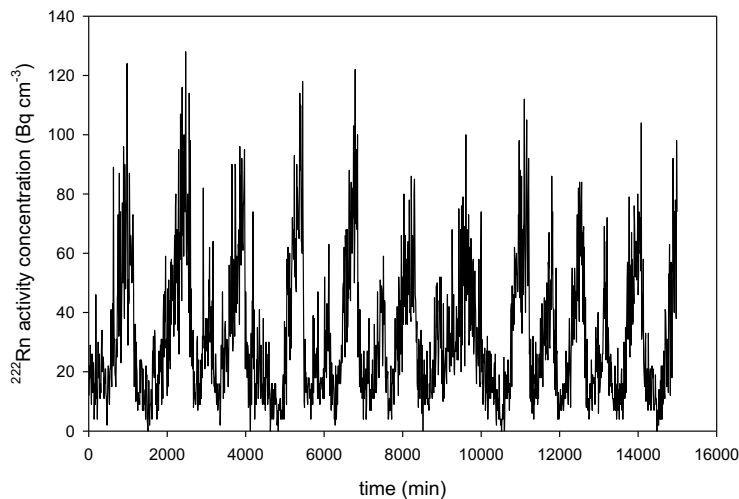
где су λ_n ($n=0,1,2,3$) константе распада $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ и њихових потомака $^{218}\text{Po}/^{216}\text{Po}$, $^{214}\text{Pb}/^{212}\text{Pb}$ и $^{214}\text{Bi}/^{212}\text{Bi}$, по реду. Да би се одредиле концентрације потомака потребно је дефинисати граничне услове за потомке. Како се потомци депонују на зидове, флукс ка зидовима је $J_n = v_n C_n$ [14], где је v_n брзина депозиције $v_n = \sqrt{D \cdot \lambda_n}$, [14]. Диференцијална једначина у дискретној форми је облика [13]:

$$\frac{C_{k+1j}^n - C_{kij}^n}{\Delta t} = D \cdot \left(\frac{C_{ki+1j}^n - 2C_{kij}^n + C_{ki-1j}^n}{\Delta r^2} + \frac{C_{ki+1j}^n - C_{ki-1j}^n}{i \cdot 2\Delta r^2} + \frac{C_{kij+1}^n - 2C_{kij}^n + C_{kij-1}^n}{\Delta z^2} \right) - \lambda_n \cdot C_{kij}^n + \lambda_{n-1} \cdot C_{kij}^{n-1}, \quad (12)$$

где се индекси i, j и k односе на дужине корака дискретизације $\otimes r$, $\otimes z$ и $\otimes t$ координата r, z и времена t . Како би се добио аналитички израз за $C_0(t)$, мерене вредности [7], су моделоване функцијом:

$$A_0 = 5 + (10 + a \cdot u_1) \left(\sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \right)^2, \quad (13)$$

где је $a = 40 + 80u_2$, а, u_1, u_2 су случајни бројеви на интервалу од 0 до 1. На слици 5 је представљена ова функција.

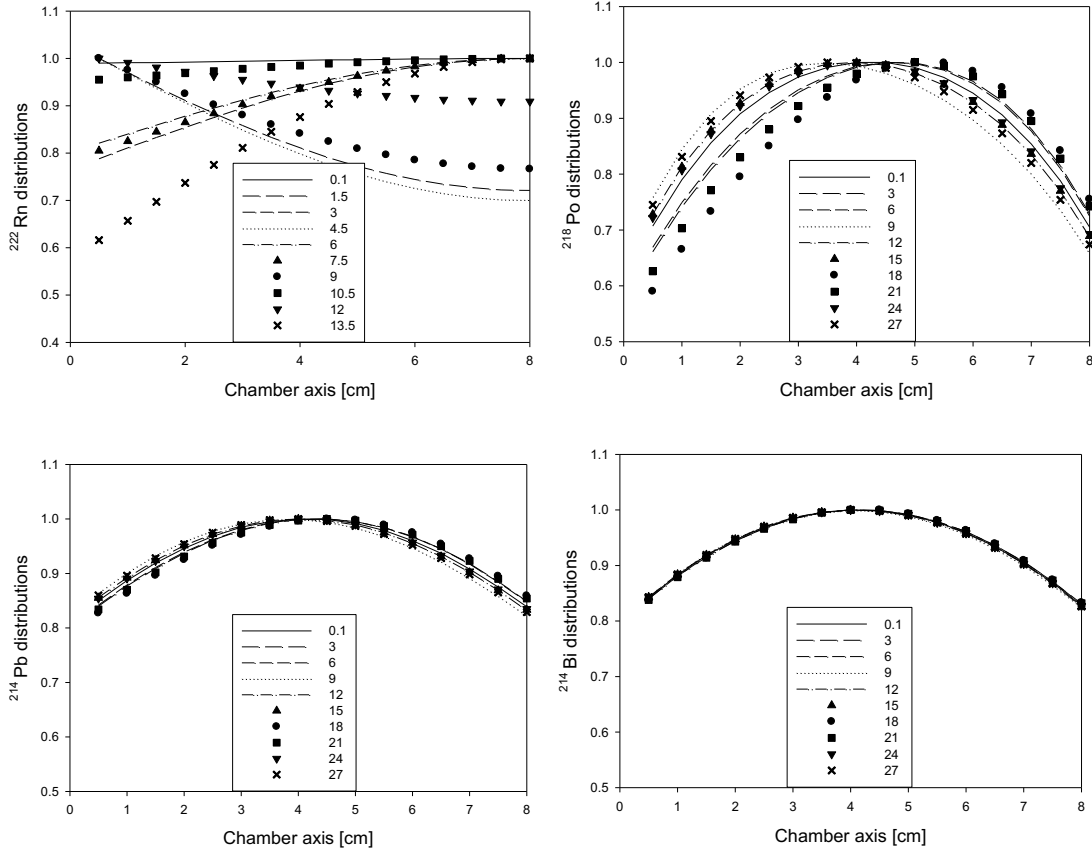


Слика 5. Моделована концентрација ^{222}Rn у просторији према [7]

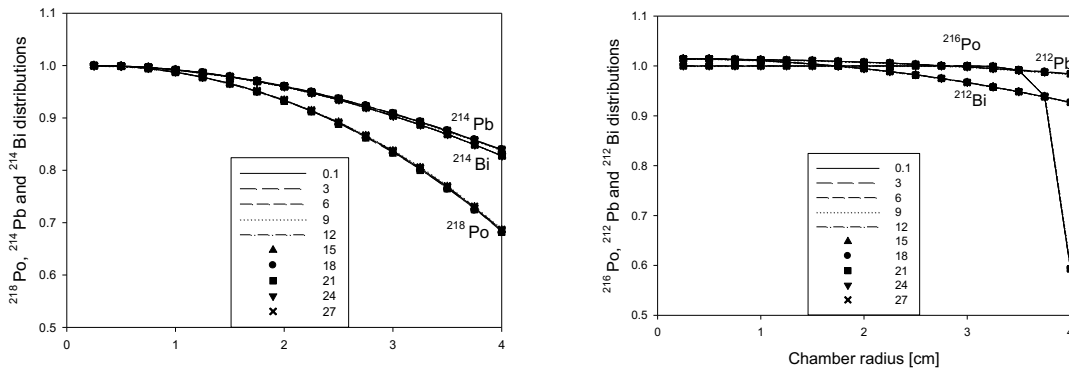
Размотримо комору димензија $R = 4\text{cm}$, и $H = 8\text{cm}$. На слици 6 је приказана просторна дистрибуција радона и његових потомака која је нормирана са

Методе детекције и мерна инструментација

максимумом једнаким јединици. За разлику од случаја са константном спољном концентрацијом, стационарна равнотежа у овом случају не може бити постигнута. Са слике 6 може се видети да се дистрибуција мења у току времена и да није константна.



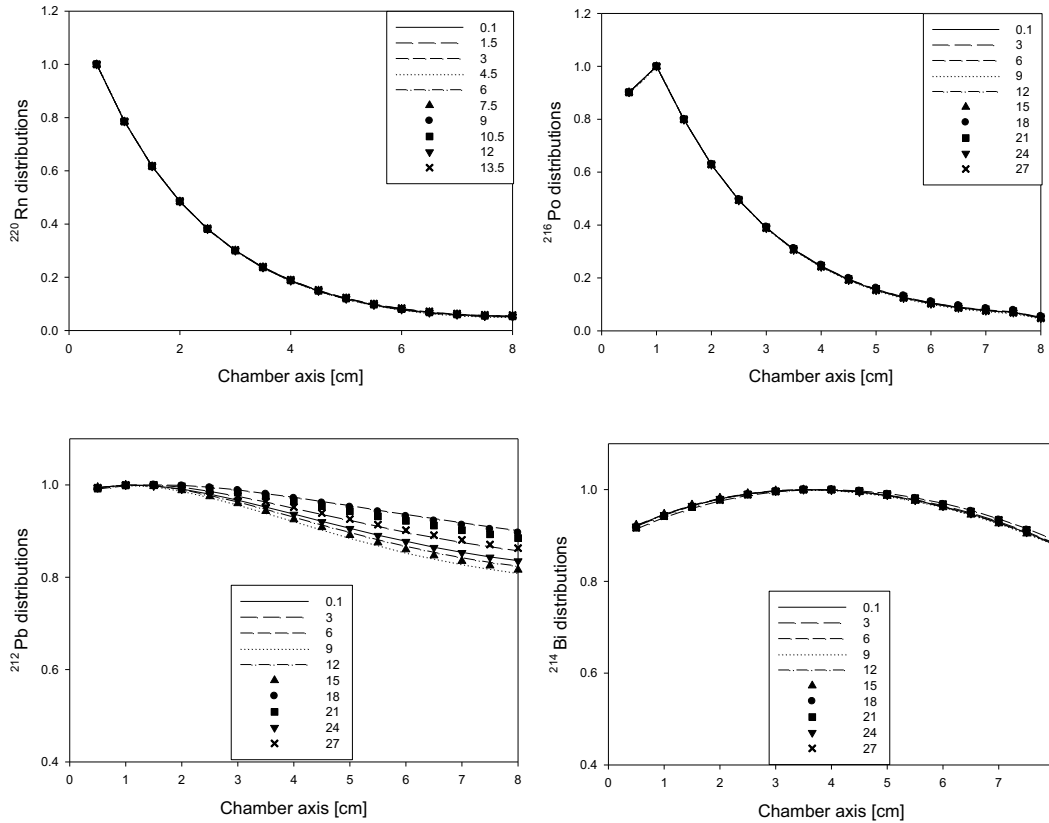
Слика 6. Дистрибуција ^{222}Rn и његових потомака дуж осе коморе



Слика 7. Дистрибуција радонових и торонових потомака дуж радијуса на половини осе цилиндра

Расподела радонових и торонових потомака дуж радијуса на половини висине коморе је приказана на слици 7. Радијална дистрибуција радона и торона је униформна, док концентрација потомака опада са повећањем радијуса услед депозиције на зиду.

На слици 8 је приказана аксијална дистрибуција торонових потомака. Кључна разлика између радона и торона је у већој константи распада торона, што чини процес распада доминантним у односу на процес дифузије код торона. Концентрација торонових потомака није униформна ни по оси ни по радијусу.



Слика 8. Дистрибуција торонових потомака дуж осе коморе

Поред слободне фракције неопходно је одредити и депоновану фракцију, узимајући у обзир да она може бити доминантна. У одређеном временском тренутку t , укупан број атома у комори се може одредити као:

$$N_T^n = 2\pi \sum_{i=1}^{i_{\max}} \sum_{j=1}^{j_{\max}} C_{k,i,j}^n (i\Delta r) \Delta r \Delta z \quad (14)$$

Број атома који се распадне у јединици времена је $N_{T\lambda}^n = \lambda_n N_T^n$, а број атома депонованих на зидове коморе у јединици времена је:

$$N_{dT}^n = 2\pi \sqrt{\lambda_n D} \left(\sum_{i=1}^{i_{\max}} C_{k,i,1}^n (i\Delta r) \Delta r \Delta z + \sum_{i=1}^{i_{\max}} C_{k,i,z_{\max}}^n (i\Delta r) \Delta r \Delta z + \sum_{z=2}^{z_{\max}-1} C_{k,r_{\max},z}^n (i_{\max} \Delta r) \Delta z \right) \quad (15)$$

Укупан број распалнутих и депонованих износи $N_n = N_{T\lambda}^n + N_{dT}^n$, одакле се слободна фракција може одредити као:

$$f_{na} = \frac{N_{T\lambda}^n}{N_{T\lambda}^n + N_{dT}^n} \quad (16)$$

Слободна фракција је дата у табели 1. Слични резултати у добијени у раду [15].

Табела 1. Слободна фракција $^{222}\text{Rn}/^{220}\text{Rn}$ потомака израженим у процентима

Progeny	Po	Pb	Bi
^{222}Rn	5,05	1,60	1,86
^{220}Rn	68,34	0,31	1,03

Како је депонована фракција доста већа у већини случајева од слободне, од интереса је одредити и расподелу депонованих потомака. Показује се да је тренд депонованих потомака готово идентичан расподелама слободне фракције, што је и за очекивати, јер депонована фракција настаје депозицијом атома слободне фракције [5].

5. ЗАКЉУЧАК

Циљ овога рада је да се установи како филтер папир утиче на расподелу концентрације унутар коморе и како временски зависна концентрација на улазу у комору утиче на расподеле у комори.

Показано је да филтер папир, иако веома мале дебљине знатно утиче на концентрацију радона и поготово торона унутар коморе. Могуће је реализовати ситуацију, у којој једноставним повећањем дебљине филтер папира, у комори не постоји торон и његови потомци, док се концентрација радона која прође кроз филтер смањи на половину концентрације ван коморе. У зависности од дебљине филтер папира време достизања равнотежне концентрације може бити доста продужено, што се мора урети у обзир, јер у том случају се не може занемарити време достизања равнотежне концентрације.

Варијација концентрације изван коморе показује да расподеле потомака у комори, као и расподеле потомака депонованих на зидове се мењају у случају радона. Торон је мање подложен променама расподеле концентрације у току времена, услед спољашњих промена концентрације. Концентрације су неуниформне са максимумима на средини коморе, што утиче на расподелу депоноване фракције, чији је максимум такође на средини коморе.

6. ЗАХВАЛНИЦА

Овај рад је подржан од стране Министарства просвете, науке и технолошког развоја Србије, кроз пројекат N₀ 171021.

7. ЛИТЕРАТУРА

- [1] NCRP Report no. 93, Ionizing radiation exposure of the population of the United States. *National Council on Radiation Protection and Measurements*, Bethesda, Maryland, 1987.
- [2] ICRP 32, Limits for inhalation of radon daughters by workers, *Pergamon Press*, Oxford 6, 1981, 1-24.
- [3] M. Wojcik, Measurement of radon diffusion and solubility constants in membranes, *Nuc Instr Meth B*, 61, 1991, 8-11.

- [4] D. Nikezic, N. Stevanovic, Radon progeny behavior in diffusion chamber, *Nucl Instr Meth B* 239, 2005, 399-406.
- [5] D. Nikezic, N. Stevanovic, Behavior of ^{220}Rn progeny in diffusion chamber, *Nucl Instr Meth A*, 570, 2007, 182-186.
- [6] T. Sasaki, Y. Gunji, T. Okuda, Transient-Diffusion Measurement of Radon in Japanese Soils from a Mathematical Viewpoint, *Journal of Nuclear science and Technology* 43, 2006, 806-810.
- [7] A. Clouvas, S. Xanthos, M. Antonopoulos-Domis, Long term measurements of radon equilibrium factor in Greek dwellings, *Rad. Prot. Dosim.* 103, 2003, 269-272.
- [8] J. Planinic, B. Vukovic, V. Radolic. Radon time variations and deterministic chaos, *J. Env. Rad.* 75, 2004, 35-45.
- [9] C.J. Groves-Kirkby, A.R. Denman, R.G.M. Crockett, P.S. Phillips, A.C. Woolridge, G.K. Gillmore. Time-integrating radon gas measurements in domestic premises: comparison of short-medium- and long-term exposures, *J. Env. Rad.* 86, 2006, 92-109.
- [10] V. Urosevic, D. Nikezic, S. Vulovic, A theoretical approach to indoor radon and thoron distribution, *Journal of Environmental Radioactivity* 99, 2008, 1829-1833
- [11] D. Nikezic, V. Urosevic, A theoretical study of radon measurement with activated charcoal, *Nucl Instrum Meth A* 406, 1998, 486-498
- [12] V.M. Markovic, D. Nikezic, N. Stevanovic, ^{222}Rn and ^{220}Rn diffusion in two mediums, *Nucl Instrum Meth A* 857, 2017, 16-23.
- [13] M.N.O. Sadiku, Numerical techniques in Electromagnetic, Boca Raton, Fla.: CRC Press, USA, 1992.
- [14] W.W. Nazaroff, A.V. Nero, Radon and its Decay Products in Indoor Air, *Wiley*, New York, 1988.
- [15] D. Pressyanov, I. Rusinov, G. Simeonov, Radon progeny deposition in track-detection diffusion chambers, *Nucl Instrum Meth A* 435, 1999, 509-513.

DIFFUSION OF RADON AND THORON IN DIFFUSION CHAMBERS

Vladimir M. Marković, Nenad STEVANOVIĆ and Dragoslav NIKEZIĆ

University of Kragujevac, Faculty of Science, Institute of Physics, Kragujevac, Serbia,
vmarkovic@kg.ac.rs, nstevanovic@kg.ac.rs, nikezic@kg.ac.rs

ABSTRACT

Diffusion chamber presents simple device for measuring of radon and thoron in air. In order to determine concentration it is necessary to calibrate chamber. Theoretical approach for calibration is common and enables determination of calibration constant. During modeling of real chamber, many approximations are introduced in order to simplify problem. In this work validation of some simplifications was investigated. Of interest is to see if filter paper (which is excluded in general case) on top of the chamber influence on radon and thoron concentration in chamber. Another goal is to see if non constant concentration (which is taken to be constant in general case) of radon and thoron outside of chamber influence on distributions of radon, thoron and their progeny inside of chamber. Obtained results lead on disputable justifications of above simplifications which cannot be neglected in general case.