



Budapesti Műszaki és Gazdaságtudományi Egyetem

Természettudományi Kar

Nukleáris Technika Intézet

Nukleáris nyomdetektorok öregedési vizsgálata és Monte Carlo szimulációja

DIPLOMAMUNKA

GYÖKÖS RÉKA

FIZIKUS MSC

Témavezető:

Hülber Erik

Radosys Kft.

Ügyvezető igazgató

Tanszéki konzulens:

Dr. Légrády Dávid

BME Nukleáris Technika Intézet

Egyetemi docens

2018. június 10.

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	2
2. Nyomdetektorok és felhasználásuk a radonkoncentráció mérésében	3
2.1. Nyomdetektoros technika	3
2.2. A radonaktivitás-koncentráció mérése	4
3. Öregedési vizsgálatok, aging/fading jelenség	11
3.1. Mérések statisztikai megalapozása	11
3.2. Hosszú távú öregedési vizsgálat	14
3.3. Rövid távú ageing/fading vizsgálat	14
4. Nyomdetektorok Monte Carlo szimulációja	18
4.1. Alfa-részecskék Monte Carlo szimulációjához felhasználható szoftverek	18
4.2. A Monte Carlo bemeneti paraméterei	18
4.3. A szimulációs kód	24
5. A nyomdetektorok környezeti paramétereiktől való függése	28
5.1. Szimulációs eredmények	29
5.2. Mérési eredmények	33
6. Konklúzió	36
Köszönetnyilvánítás	38
Irodalomjegyzék	39

1. fejezet

Bevezetés

A természetes radioaktív sugárzás több mint fele a radon gázból és bomlástermékeiből származik. A radon a talajban lévő urán bomlása során keletkezik, így legfőképpen a talajhoz közel: bányákban, barlangokban, épületekben vagy pincékben van jelen. A radonaktivitás-koncentrációt nukleáris nyomdetektorokkal (SSNTD-Solid State Nuclear Track Detectors) lehet meghatározni. A mérésekre a radon egészségkárosító hatása miatt van szükség.

A dolgozatomban bemutatott munkámat a Radosys Kft.-nél végeztem. A Radosys Kft. dozimetriai célú rendszerek fejlesztésével és gyártásával foglalkozó magyar cég. Az említett szilárdtest-nyomdetektorokat a világon az egyik legnagyobb darabszámban gyártó vállalat. Jelenleg tevékenységüknek jelentős részét a radon méréshez használt detektorok gyártása teszi ki. A detektorokat különböző geometriai konstrukciókban gyártják, az eszköz egy kamrából és a benne elhelyezkedő polimer alapú érzékelő lapkából áll.

A detektorokat a gyártás után nem közvetlenül helyezik ki a mérés helyszínére, akár több hónap is eltelhet a felhasználás előtt. A nyomdetektoros dozimetriában nincs általánosan érvényes öregedési tendencia a nyomdetektorok érzékenységére. A nyomdetektorok minősége nagyban függ a gyártási eljárástól. A különböző gyártmányú nyomdetektorok esetén érdemes öregedési vizsgálatokat végezni, amellyel becslést lehet adni az úgynevezett polcélettartamra, vagyis arra az időtartamra, amíg a detektorok általános tárolási körülmények között még fel lehet használni hiteles méréshez korrekciós bevezetése nélkül.

A radonkoncentráció mérésére olyan helyeken is szükség van, ahol a környezeti paraméterek jelentősen eltérhetnek a normálhoz képest (általánosan 1 atm nyomás, 20 °C hőmérséklet, 1,2 kg/m³ levegősűrűség). A detektorok hitelesítése során a kalibrációs faktorokat adott fizikai paraméterek mellett adják meg. Érdemes megvizsgálni, ha a mérés helyszínén jelentősen megváltozik a környezeti nyomás, hőmérséklet vagy a páratartalom a kalibrációs faktor meghatározásakor jelenlévő körülményekhez képest.

A környezeti paraméterek hatásának vizsgálatára kínál lehetőséget a Monte Carlo szimulációs eljárás, amelyben nagy számú részecske random mintavételezése révén szimuláljuk a radon bomlását a detektorkamrában. A Monte Carlo szimulációval ezen felül lehetőség van a különböző detektorgeometriák érzékenységének vizsgálatára és ezek ismeretében a detektorkamra geometriájának az optimalizálására.

2. fejezet

Nyomdetektorok és felhasználásuk a radonkoncentráció mérésében

2.1. Nyomdetektoros technika

A szilárdtest-nyomdetektorokat az 1950-es évek végétől használják radioaktivitás mérésére. A technika lényege, hogy a szilárdtest-közegben áthaladó töltött nehézrészecskék (protonok, alfa-részecskék) roncsolják az anyag szerkezetét és látens nyomokat hoznak létre. A kisméretű, látens nyomokat az anyag felszínének marásával lehet optikai mikroszkóp számára is láthatóvá tenni, vagyis növelni a nyomok méretét. A nyomképződés elméletét Fleischer [1] (1975) és Durrani [2] (1987) dolgozták ki elsőként.

A legelterjedtebb anyag jelenleg a nyomdetektoros dozimetriában a PADC polimer (poliallil - diglikol karbonát), amely CR-39 néven is ismeretes. Viszonylag nagy érzékenysége és stabil, jól reprodukálható működése miatt használják a mérés technikában. A diplomamunkámban bemutatott méréseket a Radosys Kft. által gyártott, CR-39 típusú detektorlapkákat tartalmazó detektorokkal végeztem.

Nyomképződés elmélete

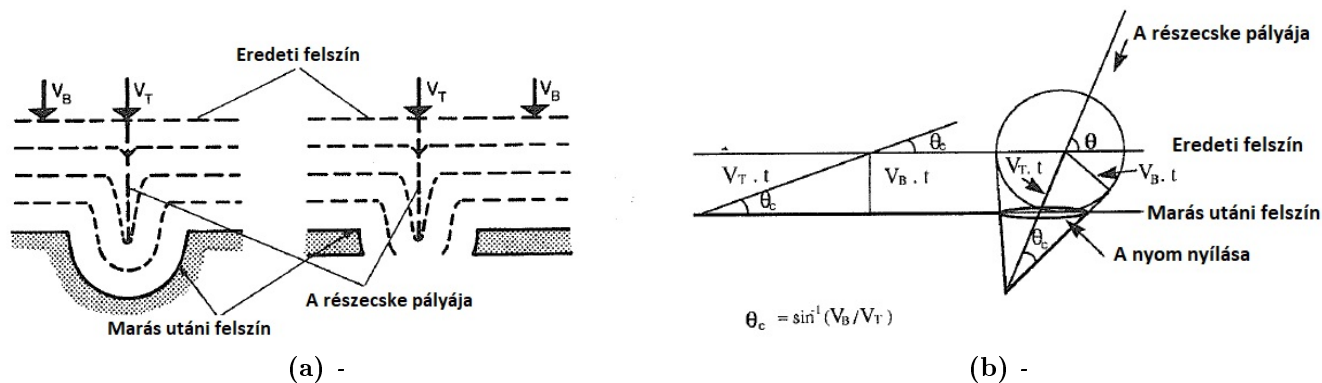
A kialakult látens nyomokat lúgos kémhatású oldatban történő marási eljárással tesszük láthatóvá. A diplomamunkámban bemutatott mérésekben az alábbi standard marási eljárást használtam: a detektorlapkákat 4,5 óráig marjuk 90 °-os 6M NaOH oldatban. A látens nyomok méretének növekedésének a háttérben az áll, hogy a folyamat során két marási mechanizmus megy végbe. A nyomot létrehozó részecske pályájának mentén egy kvázilineáris marás megy végbe V_T (T- track, nyom) sebességgel, illetve az anyag ép részén egy tömbi marási folyamat játszódik le lassabb V_B (B- bulk, tömb) sebességgel, ez látható az 2.1(a).ábrán. A marási folyamat vizsgálatával elsőként Somogyi György [3, 4] foglalkozott az 1970-es évektől kezdve, amelyben a tömbi és pályamenti marási sebességek közötti összefüggéseket vizsgálták. Az alábbi képlettel definiáljuk a marási arányt:

$$V = \frac{V_T}{V_B} = 1 + aR^{-b}, \quad (2.1)$$

ahol R az alfa-részecske hatótávolsága a CR-39 polimerben, a és b illesztési paraméterek. A marás akkor hatékonyabb, ha a $V_T > V_B$. A marási hatásfokát (φ) az alábbi képlettel fejezhetjük ki:

$$\varphi = 1 - \frac{1}{V}. \quad (2.2)$$

A marási folyamatban meghatározhatunk egy Θ_C (C-critical) szöget, amely megadja, hogy a detektor felületére milyen szögtartományon belül érkezhettek részecskék, amelyek látens nyomait a marási folyamat után láthatóvá lehet tenni. Ahogy az a 2.1(b). ábrán is látszódik a beérkező részecske pályájának mentén a marás során $V_T \cdot t$ anyagréteget mar le az oldat, míg a tömbi anyagmentén $V_B \cdot t$ anyagréteget. [7]



2.1. ábra. A nyomképződés folyamata [7]

$$\Theta_C = \sin^{-1} \left(\frac{V_B}{V_T} \right) \quad (2.3)$$

Mivel a diplomamunkában csak egy adott, standard marást alkalmaztam, a V_T és V_B értékek nem változtak a különböző mérésekben, így ennek a mechanizmusnak a részletesebb tanulmányozása túlmutat a diplomamunkám keretein. A kritikus szög meghatározására a 4.2 alfejezetben térek ki.

2.2. A radonaktivitás-koncentráció mérése

A következőkben összefoglalom a diplomamunkámban is használt fogalmakat, mennyiségeket, mértékegységeket és a mennyiségek közötti összefüggéseket.

Radonkoncentráció/radonaktivitás-koncentráció: Adott térfogatban, egységnyi idő alatt elbomló radon atomok száma, mértékegység: $[\text{Bq}/\text{m}^3]$, egyéb kifejezés: Radon activity concentration, jelölés: RAC.

Radonexpozíció: Adott t mérési idő alatt bekövetkező összes radon bomlás, mértékegység: $[\text{Bq} \cdot \text{h}/\text{m}^3]$, egyéb kifejezés: exposure, besugárzás, jelölés: E.

$$E = \text{RAC} \cdot t \quad (2.4)$$

Nyomszám: Adott expozíció hatására a nyomdetektor felszínén kialakult látható nyomok száma, mértékegység: $[-, \text{db}]$, egyéb kifejezés: track number.

Nyomsűrűség: Egységnyi detektorfelületen kialakult nyomok száma, mértékegység: $[1/\text{mm}^2, \text{nyom}/\text{mm}^2]$, egyéb kifejezés: track density, jelölés: TD.

Kalibrációs faktor: Az expozíció és a nyomsűrűség hányadosa, a kalibrációs faktor segítségével a nyomsűrűség ismeretében meg tudjuk adni az expozíció értékét, mértékegység: $[\text{kBq} \cdot \text{h}/\text{m}^3 \cdot \text{mm}^2]$, egyéb kifejezés: calibration factor, jelölés: CF.

$$E = TD \cdot CF \quad (2.5)$$

Így példaként, ha a kalibrációs faktor $CF = 45 \text{ kBq} \cdot \text{h}/\text{m}^3 \cdot \text{mm}^2$ és egy $t = 90 \text{ nap} = 2160 \text{ h}$ mérés alatt a nyomdetektoron a háttér levonása után $TD = 20 \text{ nyom}/\text{mm}^2$ nyomsűrűséget mértük, akkor a radonkoncentrációt a következő formula alapján számolhatjuk:

$$\text{RAC} = \frac{E}{t} = \frac{TD \cdot CF}{t} = 417 \text{ Bq}/\text{m}^3. \quad (2.6)$$

Vagyis az átlagos radonaktivitás-koncentráció $417 \text{ Bq}/\text{m}^3$ volt a 90 napos mérésben.

Standard besugárzás: A detektorlapkákat egy korong alakú ^{239}Pu alfa-bomló izotópot tartalmazó forrással sugarazzuk be. A forrást egy automatizált forrástartó mozgatja a lapkák fölött. Egy $10 \times 10 \text{ cm}$ lapka felett a forrás 1 percig mozog, egyenletes sebességgel. Ezzel az eljárással kb. $50 \text{ nyom}/\text{mm}^2$ nyomsűrűség érhető el.

Standard marási eljárás: A detektorlapkákat 4,5 óráig marjuk 90° -os 6M NaOH oldatban, a marást a Radosys Kft. által gyártott RB4 típusú készülékében végezzük.

A radon egészségkárosító hatása

A radonkoncentráció mérésére a radon karcinogén hatása miatt van szükség. A legnagyobb veszélyt a radon alfa-bomló szilárd halmazállapotú leányelemei (^{218}Po és ^{214}Po) jelentik, amelyek kitapadnak a levegőben található aeroszol részecskékre. A radon bomlásakor keletkező alfa-részecske hatótávolsága rövid (levegőben kb. 4 cm , bőrön keresztül $< 50 \mu\text{m}$), ezért a bőrön keresztül nem okoz károsodást az emberi szervezetben, hiszen az elhalt bőrrétegen sem tud keresztül jutni.

Az egészségkárosító hatása belégzéskor jelentkezik, ekkor ugyanis közvetlen kapcsolatba kerül a tüdő belső falával. A belélegzett radont, a hosszú felezési ideje miatt, az elbomlása előtt ki is lélegezzük. Így nemesgáz formájában nincs nagy élettani hatása, viszont a tüdő falán ki tudnak tapadni a leányelemeket tartalmazó aeroszol részecskék, amelyből már sztochasztikus biológiai károsodások származnak. Ez azt jelenti, hogy minél nagyobb a radonkoncentráció, annál nagyobb a valószínűsége, hogy a sugárzásnak kitett személy károsodást szenved.

A WHO felmérése alapján a tüdőrák kialakulásának esélye 16% $100 \text{ Bq}/\text{m}^3$ radonkoncentráció mellett. A javasolt cselekvési szint pedig $300 \text{ Bq}/\text{m}^3$. Bár a tüdőrák kialakulásának kockázatát legnagyobb arányban a dohányzás okozza, a felmérés alapján a tüdőrákos megbetegedések $3\text{--}14\%$ -ban a radon gáz hatása a fő tényező. Az is megfigyelhető, hogy uránbányák közelében és nagyon magas radonkoncentrációjú ($> 300 \text{ Bq}/\text{m}^3$) lakóépületekben nő a tüdőrákos megbetegedés kockázata.[8]

Különböző detektorkamra-geometriák, formafaktor

A radonkoncentráció mérésben úgy diszkrimináljuk a detektort csak ^{222}Rn mérésére, hogy a CR-39 lapkát egy légrésszűrővel ellátott detektorkamrába helyezük. A ^{222}Rn inert nemesgáz révén a légrésszűrőn kölcsönhatás nélkül képes átjutni. A detektorkamrába ezáltal csak a viszonylag hosszú felezési idejű ($T_{1/2} = 3,82$ nap) radon 222-es izotópjá tud bediffundálni a radioaktív elemek közül és a detektorral csak a kamratérfogaton belül lévő radon bomlásából származó alfa-részecskéket regisztráljuk.



(a) RSK



(b) RSF



(c) RSX

2.2. ábra. A vizsgált detektorkamra-geometriák

A diplomamunkában 3 különböző detektorgeometriát vizsgáltam, amelyeket a Radosys Kft. aktívan használja a méréstechnikában. Ezeknek a vizsgálatával lehetőségem volt empirikus adatokkal alátámasztani az elméleti/szimulált eredményeket.

A gyakorlat alapján is belátható, hogy különböző detektorkamra-geometriákban elhelyezett nyomdetektoron ugyanazon expozíció és környezeti paraméterek mellett eltérő nyomszám alakul ki.

Vizsgáljuk meg, hogy adott radonaktivitás koncentráció mellett, hogyan függ a detektorkamra-geometriájától a CR-39 lapkán kialakult nyomszám értéke. Az analitikus számításokat egyszerű hengersizmetrikus geometriában végezzük el, konstans radonaktivitás-koncentrációt feltételezve.

A detektorkamra egy R sugarú és H magasságú henger. A nyomdetektorlapka a kamra belsejében a henger körlapjának közepén helyezkedik el, a lapka felszínének méretét A -val jelöljük. A számolás közben azzal a közelítéssel élünk, hogy a lapka felületelemei a körlap középpontjában vannak.

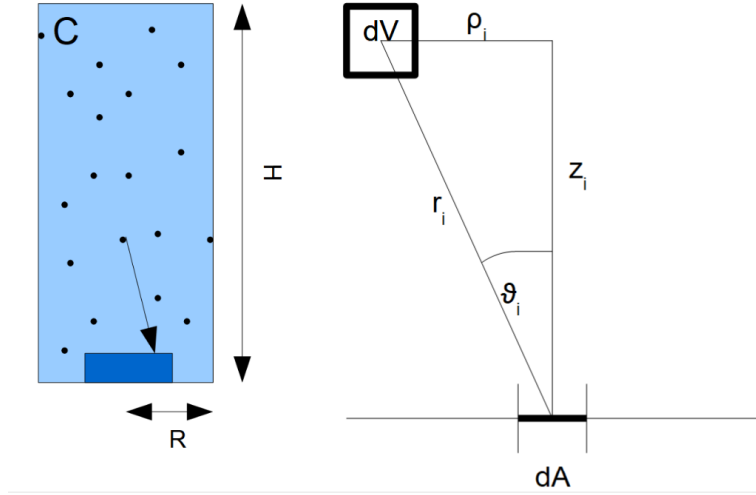
Az A területű lapka dA_i felületelemén TD_i nyomsűrűség alakul ki, a számolásban azzal a közelítéssel élünk, hogy minden dA_i felületelem a henger körlapjának közepén helyezkedik el.

$$TD = \sum_i TD_i \quad (2.7)$$

$$TD_i = RAC \cdot dV_i \cdot \frac{\cos\theta_i}{4\pi r_i^2} \quad (2.8)$$

Áttérés hengerkoordinátákra:

$$dV_{\text{henger}} = dz \cdot d\alpha \cdot \rho \cdot d\rho. \quad (2.9)$$



2.3. ábra. Hengersizmetrikus geometriában a formafaktor analitikus számítása

Kiintegráljuk a hengerben lévő összes RAC radonkoncentrációjú dV_i térfogatelem hatását a dA_i felületele-
men kialakult nyomsűrűségbe:

$$dTD = RAC \cdot \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^h dz \int_0^R \frac{z}{4\pi r^3} \rho d\rho = \frac{RAC}{2} \int_0^h \int_0^R \frac{\rho z}{(\rho^2 + z^2)^{3/2}} d\rho dz. \quad (2.10)$$

A henger alakú radonkamrában lévő lapkán kialakuló nyomsűrűség a henger magasságának és sugarának
függvényében:

$$TD \approx RAC/2 \cdot (R + H - \sqrt{R^2 + H^2}). \quad (2.11)$$

Két ismert detektorkamra közötti formafaktor kiszámítása a (2.11) analitikus formula alapján a következő-
képpen alakul.

$$TD_{RSK} \approx \text{const.} \cdot (10 + 52 - \sqrt{10^2 + 52^2}) \approx \text{const.} \cdot 9,05 \quad (2.12)$$

$$TD_{RSF} \approx \text{const.} \cdot (21,5 + 20 - \sqrt{21,5^2 + 20^2}) \approx \text{const.} \cdot 12,14 \quad (2.13)$$

$$TD_{RSF} = 1,34 \cdot TD_{RSK} \quad (2.14)$$

$$TD_{RSF} = F_{RSK} \cdot TD_{RSK} \quad (2.15)$$

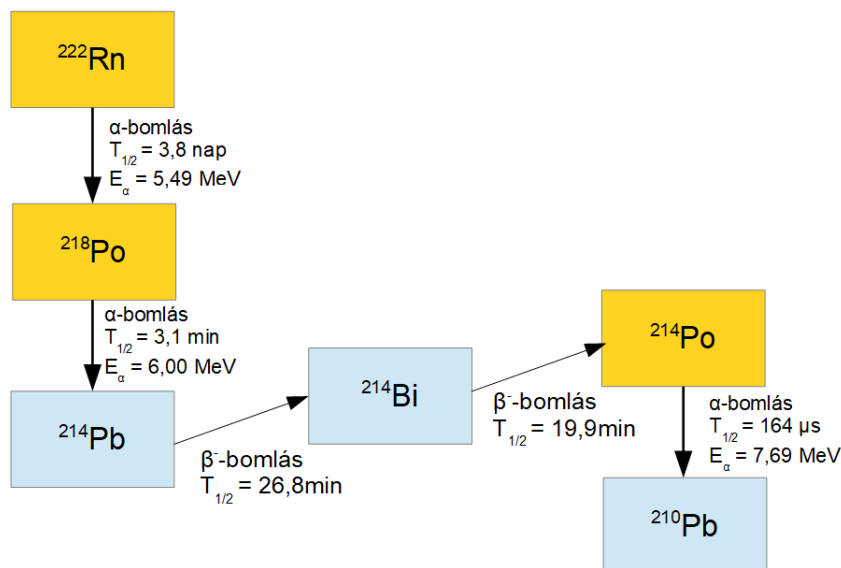
Az F_{RSK} RSK-formafattorral adjuk meg, hogy az RSK detektorban kialakult nyomsűrűséghez képest mek-
kora nyomsűrűség alakul ki az RSF geometriában.

A radon bomlása

A 2.4. ábrán látható a ^{222}Rn bomlási sora. A bomlási sorban sárgával jelölve láthatjuk a radon alfa-bomló
leányelemeit, amelyek a ^{218}Po és a ^{214}Po .

A radonkoncentráció meghatározásakor, a nyomdetektoros mérésekben, a leányelemek bomlásából szárma-
zó alfa-részecskéket is detektáljuk. Látható, hogy a viszonylag hosszú felezési idejű radon ($T_{1/2,222\text{Rn}} =$

3,8 nap = 91 h) leányelemei jóval rövidebb felezési idejűek. A ^{218}Po felezési ideje $T_{1/2,^{218}\text{Po}} = 3,1$ min, a ^{214}Po felezési ideje a ^{222}Rn bomlásától számítva, összeadva a köztes elemek felezési idejét $T_{1/2,^{214}\text{Po}} \approx 50$ min. Ez azt jelenti, hogy a ^{222}Rn szekuláris egyensúlyban van a leányelemeivel, amely közelítőleg akkor áll fenn, ha az anyaelem felezési ideje legalább 10-szer nagyobb, mint a leányelemeké. Ebben az esetben a ^{222}Rn felezési ideje több, mint 1000-szerese a ^{214}Po és 90-szerese ^{218}Po felezési idejének, így teljesül a szekuláris egyensúly feltétele.



2.4. ábra. A radon 222-es izotópjának bomlási sora

A detektorkamra belső térfogatában a leányelemek kiülését a felületre plate-out effektusnak nevezzük. A térfogatban lévő radon gáz eloszlását egyenletesnek vesszük, így a ^{218}Po keletkezési helyét is egyenletesnek tekintjük, a bomlástermékek a belső fal felé diffundálnak.

A nyomdetektorban a következő forrásokat különböztetjük meg:

^{222}Rn térfogati hányad: A ^{222}Rn a detektorkamra belső levegőtérfogatában bomlik, nemesgáz révén azzal a közelítéssel élünk, hogy homogén eloszlással tölti ki a kamratérfogatot. ($E_\alpha = 5,29$ MeV)

^{218}Po térfogati hányad: A ^{218}Po szilárd halmazállapota miatt, a ^{222}Rn bomlását követően diffúzióval ül ki a kamra belső felszínére, a térfogatban f_V hányada bomlik el. ($E_\alpha = 6,00$ MeV)

^{218}Po plate-out hányad: A ^{218}Po a diffúziót követően a kamra belső felszínén bomlik el, ennek a hányada $1 - f_V$. ($E_\alpha = 6,00$ MeV)

^{214}Po plate-out hányad: A ^{214}Po teljes hányada [17] kidiffundál a belső falra és onnan bomlik el. ($E_\alpha = 7,69$ MeV)

A leányelemek eloszlásáról megoszlanak a vélemények különböző cikkekben, számos szerző homogén leányelem-eloszlást feltételez (Nikezic and Yu, 2000; Bagnoliet al., 2001; Sima, 2001; Eappen and Mayya, 2004), míg

találni olyan tanulmányt is, amely a leányelemek egyenetlen kiülését (Csige, 1990) és az egyenetlen plate-out kamrageometriától való függését vizsgálja (Palacios, Sajó-Bohus, 2005).

A kamra anyagának is jelentősége lehet a falon kitapadt leányelemek eloszlásában, ha a doziméter anyaga elektromosan vezető anyagból készült, akkor feltételezhetjük, hogy az egyenetles elektrosztatikus feltöltődés miatt egyenetles a leányelemek kiülése. A Radosys gyártmányú detektorkamrák szénszálas polimerből készülnek, amelynek jó vezetőképessége van. Régebbi, szigetelő műanyagból készülő detektorkamrák esetén a CR-39 lapkán létrejövő nyomok eloszlása nem volt egyenetles, a vezető műanyag alkalmazása viszont homogén nyomeloszlást eredményezett. A legtöbb cikkben a ^{218}Po térfogati hányadát 0-nak veszik, vagyis azt feltételezik, hogy a ^{218}Po a bomlása előtt kidiffundált a detektorkamra belső falára, a ^{218}Po és a ^{214}Po bomlásából érkező alfa-részecskék mind a kamra belső faláról érkeznek. [14, 16]

Alfa-részecske kölcsönhatása az anyaggal

Az alfa-részecske az anyagon való áthaladás során folyamatosan veszít az energiájából, az energiaveszteséget egységi anyagvastagságon való áthaladás után a fékezési együtthatóval adjuk meg (angolul: Stopping Power). A fékezési együttható megadja, hogy adott vastagság megtétele után az alfa-részecske mennyi energiát veszített. A (nehéz)ionok, így az alfa-részecskék is kétféle folyamat összegeként veszítik el az energiájukat a közegen való áthaladás során.

- (1) Kölcsönhatás elektronokkal: ionizálja és gerjeszti a közeg atomjainak elektronjait (col-collision).
- (2) Kölcsönhatás az atommaggal: az áthaladás során kölcsönhatásba lép a közeg atomjainak magjaival, majd fékezési röntgensugárzás során veszít az energiájából (Bremsstrahlung) (rad-radiation).

$$S = \left\langle \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}} \right\rangle = \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} + \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{rad}} \quad (2.16)$$

A részecskék transzportját jellemző mennyiségek között gyakran használjuk a lineáris energiaátadási tényezőt (LET - Linear energy transfer), amely annyiban különbözik a fékezési együttható értékétől, hogy nem tartalmazza a sugárzási energiát, illetve ellenkező előjelű. A LET értékkel adjuk meg, hogy a töltött részecske mennyi energiát adott át a közegnek az áthaladás során, viszont a fékezési sugárzási energiaveszteség nem az adott térfogatban nyelődik el.

$$\text{LET} = \left(+\frac{dE}{dx} \right)_{\text{col}} \quad (2.17)$$

Alfa-részecskék fékezési együtthatóját a Bethe-formula alapján számolhatjuk [6]:

$$S = \left\langle \left(-\frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}} \right\rangle = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NB, \quad (2.18)$$

ahol

$$B = Z \left[\ln \left(\frac{2m_0 v^2}{I} \right) - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right]. \quad (2.19)$$

A kifejezésben található v és ze a nehézrészecske sebessége és töltése, N és Z az abszorbeáló közeg a tömegszáma és a rendszáma, m_0 az elektron nyugalmi tömege, e az elektrontöltés.

A (2.18) formula érvényét veszti, hogyha a kölcsönható részecske sebessége összemérhetővé válik a közeg pályaelektronjainak keringési sebességével. Így a gyakorlatban szükség van empirikus adatokra is, hiszen a formula pontossága csak korlátozott energiatartományon belül elfogadható.

3. fejezet

Öregedési vizsgálatok, aging/fading jelenség

Az ageing (öregedés) és fading (nyomeltűnés) vizsgálatával a nyomdetektorok érzékenységének csökkenését szeretnénk kimutatni a gyártástól eltelt idő függvényében. Ageing vizsgálat esetén, a detektorokat besugárzás nélkül tároljuk és csak a kiértékelés napján sugarazzuk be és marjuk ki. Ezzel azt vizsgáljuk, hogy a gyártás után eltelt idő függvényében milyen mértékben változik a detektorok érzékenysége. Fading vizsgálata esetén a mérés kezdetén, a gyártásukat követő rövid időn belül, sugarazzuk be a detektorokat. A besugarozást követően adott paraméterek mellett eltároljuk és csak a kiértékelés napján marjuk ki a nyomokat. Ezáltal azt vizsgáljuk, hogy a detektoron kialakult látens nyomok az idő függvényében eltűnnek-e. A két jelenség együttes vizsgálatával az is kimutatható, hogy a fading jelenséget valójában csak az anyag öregedése okozza-e.

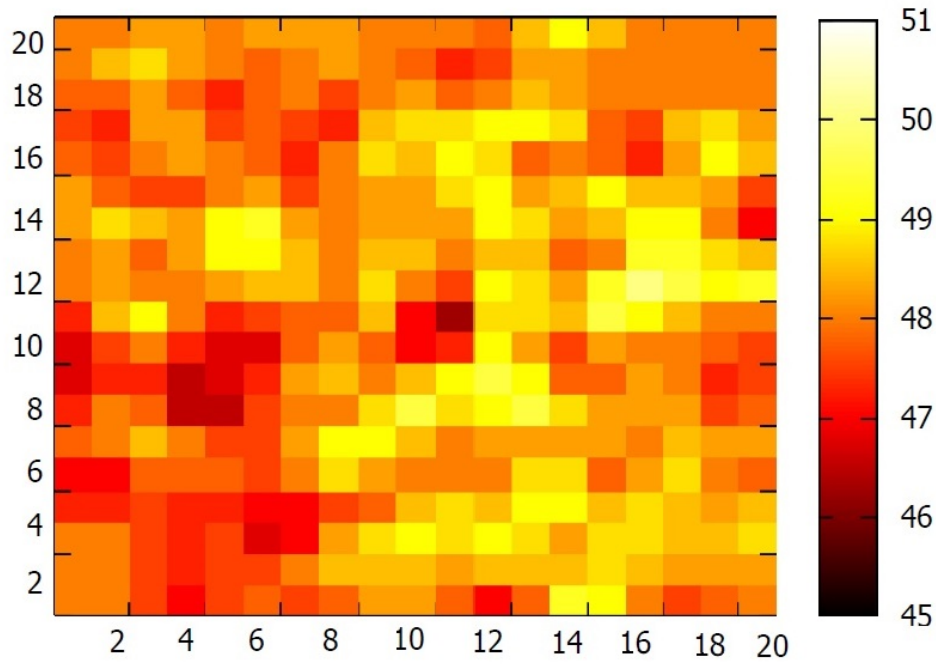
3.1. Mérések statisztikai megalapozása

A megfelelő statisztikai elemzéshez szükséges megvizsgálni, hogy egy adott statisztikai csoportból származó detektorokon kialakult nyomok száma milyen eloszlást követ.

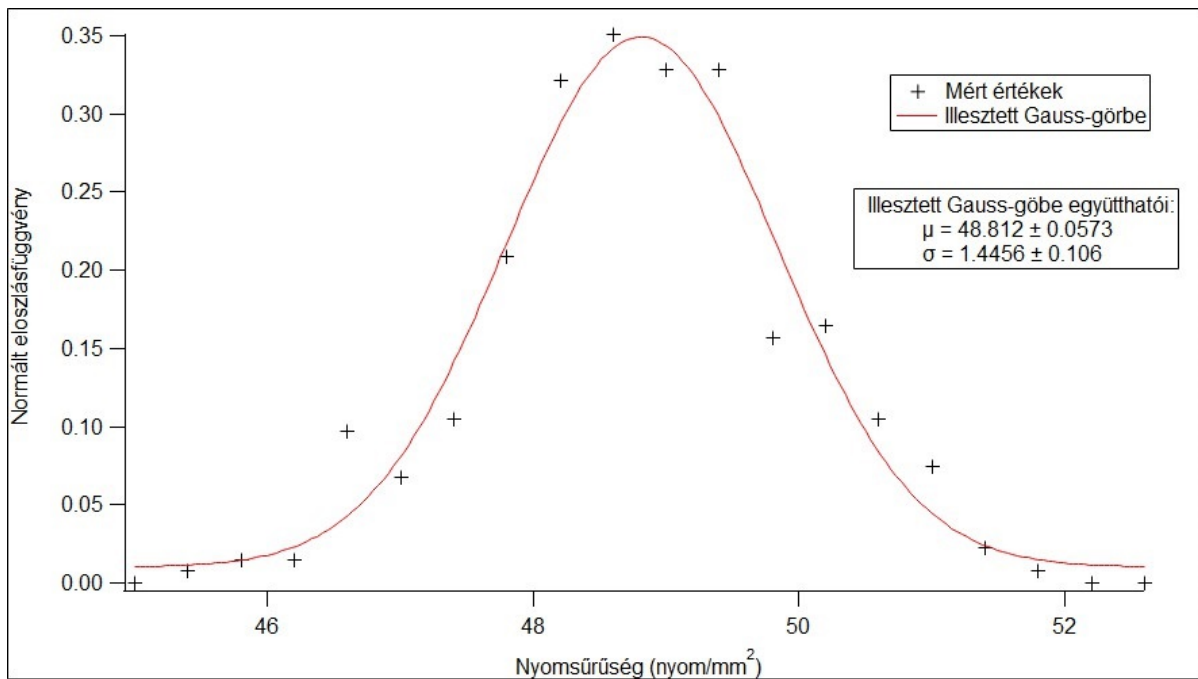
A nyomdetektorok a gyártás során egy nagy táblában helyezkednek el, a következő elemzés egy ilyen tábla nyommértékelését mutatja be. A táblában található detektorlapkák ugyanazon napon lettek besugarazva és ugyanazon hőmérsékleten és tárolási közegben voltak tárolva, vagyis a vizsgálat szempontjából egy statisztikai csoportból származtak.

A táblán található detektorok 20 x 20-as mátrixstruktúrában helyezkednek el, a mérésben a tábla 400 detektorából 318 lett kiértékelve. Ennek az az oka, hogy egy nap alatt ennyi detektort lehetett besugarazni, a detektorok marása a besugárzást követő napon történt.

A kiértékelés alapján elmondható, hogy az adott statisztikai csoportból származó detektorokon kialakult nyomszám értékek normális eloszlást követnek, amely $\mu = 48,8$ nyom/mm² mellett $\sigma = 1,4$ nyom/mm² szórással rendelkezik. Ez azt jelenti, hogy egy detektoron mért nyomszámérték átlagosan kb. 3% relatív hibával adható meg.



3.1. ábra. Egy tábla nyomméreteloszlása (nyom/mm²)



3.2. ábra. A chipék nyomsűrűség eloszlásának sűrűségfüggvénye
Várható érték: $\mu = 48,8 \pm 0,1$; Szórás: $\sigma = 1,4 \pm 0,1$

A normális eloszlás illeszkedésének jóságát χ^2 próbával ellenőriztem, a nyomsűrűségértékeket 20 nyomsűrűségcsoportba osztottam, ahogy az a 3.2. ábrán is látszik. A χ^2 értéket az alábbi formula alapján számoljuk ahol a f jelöli a szabadsági fokok számát, E_i és M_i az illesztés és a mérés alapján az i -dik csoportba eső elemek száma:

$$\chi^2 = \sum_i^f \frac{(E_i - M_i)^2}{M_i}. \quad (3.1)$$

Az eloszlás vizsgálatakor $\chi^2(20, N = 318) = 1,74$, $p < 0,005$ eredmény adódott. A $f=20-1$ szabadsági fokú $\chi^2 = 1,74$ érték mellett a szignifikancia szint $p = 0,005$. Vagyis 99,5%-os valószínűséggel megegyezik az illesztett és a mért eloszlás.

A vizsgálat másik eredménye, hogy nem mutatható ki szignifikáns eltérés az egyes lemezekről vett detektorok nyomszámértékei között. Tehát egy mérés során nincs nagy jelentősége, hogy az adott táblán hol helyezkedett el a detektorlapka. A lapkák az adott táblából elhelyezkedés szerint véletlenszerűen mintavételezhetőek.

A nyomdetektoron kialakult nyomszám szórása elsőként abból ered, hogy a besugárzás során a forrásból kilépő részecskék száma Poisson-eloszlást követ. Azt vizsgáljuk, hogy az ebből eredő hiba mekkora mértékű. Ebben az esetben a \mathbb{X} valószínűségi változó a bomlások számát jelöli, amelyről radioaktív bomlás lévén tudjuk, hogy $\mathbb{X} \sim \text{Poi}(\mathbb{X})$.

Egy valószínűségi változó varianciájáról (vagy szórásnégyzetéről) a következőt tudjuk:

$$\text{Var}(\mathbb{X}) = E((\mathbb{X} - \mu)^2) = E(\mathbb{X}^2) - \mu^2 = \sigma^2, \quad (3.2)$$

$$\text{Var}(a\mathbb{X} + b) = a^2 \text{Var}(\mathbb{X}) = \sigma'^2. \quad (3.3)$$

A mérések kiértékelése során a besugárzás mértékét a nyomok számával (nyomsűrűséggel) adjuk meg, ez a forrásban történt bomlások számának átskálázott értéke.

\mathbb{X} : bomlások száma

$a\mathbb{X}$: nyomok száma

$\sigma = \sqrt{\mathbb{X}}$: bomlások számának szórása

$\sigma' = a\sigma$: nyomok számának szórása

$\frac{\sigma}{\mathbb{X}} = \frac{\sqrt{\mathbb{X}}}{\mathbb{X}} = \frac{1}{\sqrt{\mathbb{X}}}$: a bomlások számának relatív hibája

$\frac{\sigma'}{a\mathbb{X}} = \frac{a\sigma}{a\mathbb{X}} = \frac{\sigma}{\mathbb{X}} = \frac{1}{\sqrt{\mathbb{X}}}$: a nyomok számának relatív hibája

A besugárzásból eredő hiba becsülhető a besugárzás ideje alatt bekövetkező bomlások számának ismeretében. Példaként az általam alkalmazott standard besugárzásra ez a következőképpen alakul. A ^{239}Pu forrás aktivitása $A = 2050$ Bq. A besugárzás időtartama $t \approx 60$ s. Az ez idő alatt bekövetkezett bomlások száma $\mathbb{X} = N = A \cdot t = 123000$. Így az ebből adódó relatív hiba $\frac{1}{\sqrt{N}} = 0,0029 \approx 0,3\%$.

Ilyen besugárzás mellett átlagosan 2500 nyom alakul ki az 1cm x 1cm detektor aktív felületén. Az eddig jelölésekkel a nyomok száma $a\mathbb{X} = 2500$. Ennek megfelelően $a = 0,02$, amely tulajdonképpen a detektálási határfok. A detektálási határfokot leginkább a forrásból kilépő részecskék limitált térszöge, és a lapka érzékenysége adja. A nyomok számának relatív hibája pedig megegyezik a bomlások számának relatív hibájával, vagyis $\frac{\sigma'}{a\mathbb{X}} \approx 0,3\%$. A nyomok számának szórása pedig $\sigma' = a\sigma = 7,01$ kellene legyen, ha csak a radioaktív bomlás statisztikus jellegéből eredne a hiba, de ez a mérések alapján $\sigma'_{\text{mes}} = 58,93$.

Fontos konklúzió, hogy a mérések alapján (előző alfejezet) a nyomszám értékek relatív hibája $\frac{\mu_{\text{mes}}}{\sigma_{\text{mes}}} = \frac{1,4}{48,8} = 0,029 \approx 3\%$ volt. Azt állapíthatjuk meg, hogy a kialakuló nyomok számának szórása főként egyéb környezeti paraméterektől függ, a radioaktív bomlás statisztikus jellege elhanyagolható mértékű. Az ilyen környezeti

paraméterek lehetnek: a detektor anyagának minősége, inhomogenitása, a besugárzás közbeni hőmérséklet ingadozása vagy a levegő mozgása.

Fontos megjegyezni, hogy a radioaktív bomlásból eredő relatív hiba a besugárzás időtartamának növelésével csökkenthető. Viszont a nyomdetektorok esetében csak egy bizonyos értékig növelhető. Egy meghatározott nyomszám felett ugyanis az átlapoló nyomok miatt a nyomszám hibás értéket ad. Illetve azt is látjuk, hogy nem ez a számottevő hibatényező.

3.2. Hosszú távú öregedési vizsgálat

A hosszú távú öregedést szerelt RSK detektorokon vizsgáljuk. Azt szeretnénk meghatározni, hogy az idő függvényében hogyan változik a detektorchipek érzékenysége. A mérésben szereplő chipek a 2017. októberi gyártásból származnak. Összesen 100 db detektorral végezzük a vizsgálatot, amelyből 50 db légköri oxigéntartalmú levegőben, 50 db a levegő vákuumozása után nitrogéngázban van lezárva alumíniumtasakban. A nitrogéntartalmú védőgáz nélkül csomagolt detektorokra a későbbiekben úgy hivatkozok, hogy levegőn vagy oxigéndús levegőn tárolt detektorok. A detektorokat szobahőmérsékleten tároljuk a szigetelt tasakokban.

A különböző tárolási eljárások vizsgálatára azért volt szükség, mert egyes feltételezések szerint az oxigén jelenléte gyorsítja az öregedési eljárást. Továbbá a védőgáz hiánya, a csomagolás helyszínén lévő természetes radonkoncentráció miatt, nagyobb valószínűséggel eredményez az átlagosnál magasabb háttérértékeket. A detektorok öregedését másfél évig vizsgáljuk. Egy kiértékelési napon összesen 20 detektort bontunk ki, amelyből 4 csoportot alakítunk ki:

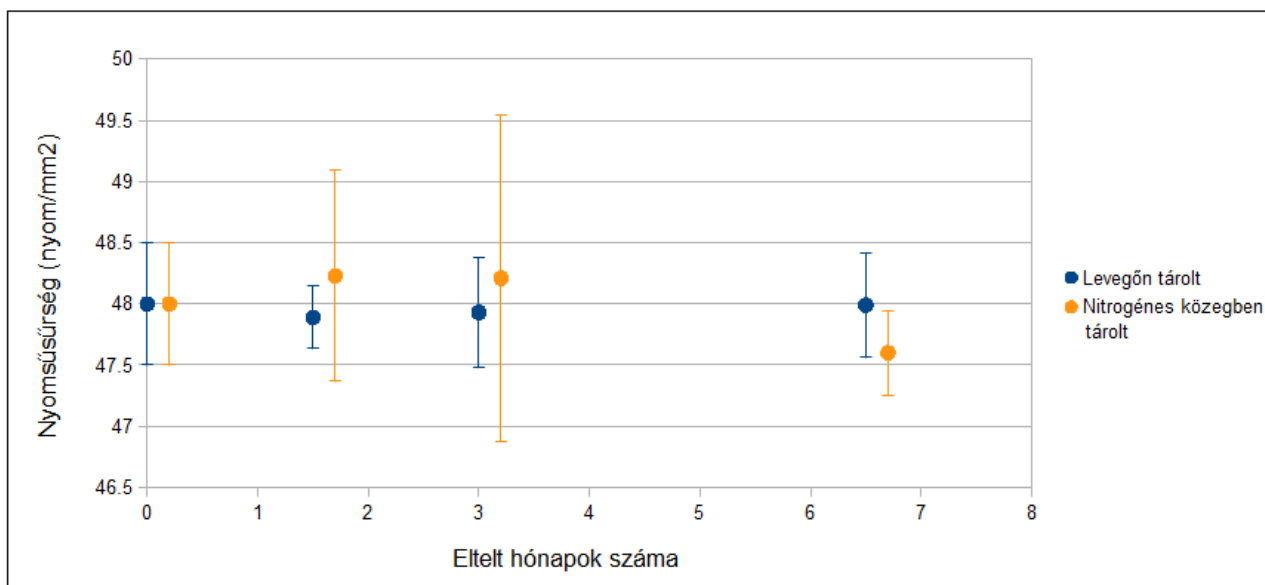
- 5 db védőgáz nélkül tárolt és besugarazott,
- 5 db védőgáz nélkül tárolt, háttér,
- 5 db nitrogén védőgázban tárolt és besugarazott,
- 5 db nitrogén védőgázban tárolt, háttér.

A háttér mérése esetén a detektorokat nem sugarazzuk be, ezáltal le tudjuk vonni azokat a nyomokat, amelyek nem a standard besugárzásból származnak. A besugárzás során a standard ^{239}Pu besugárzást alkalmazzuk. A standard marás 6M NaOH oldatban történik, 4,5 órán keresztül 90 °C-on. A 3.3. ábrán láthatóak a háttér levonása után kapott nyomsűrűség értékek, a háttér és a besugarazott detektorok együttesen mért hibájával terhelve.

Az eredmények alapján elmondható, hogy a fél éves mérésben nem volt szignifikáns öregedése a detektoroknak, az érzékenységváltozás minden pontban < 1,5%. A mért nyomsűrűség értékek hibahatáron belül megegyeznek.

3.3. Rövid távú ageing/fading vizsgálat

A mérésben 2018. januárjában gyártott chipek szerepeltek, összesen 642 darab. A mérés során egy napon 48 perc besugárzási idő és 4,5 óra marási idő volt szükséges. A mérés előkészítése egy napot vett igénybe a



3.3. ábra. Ageing hosszú távú vizsgálata

fading vizsgálatokhoz tartozó detektorok előzetes besugárzásával és az egyes mérési csoportok előkészítésével. A detektorlapkákat műanyag tartókban (nem detektorházban), hermetikusan lezárt alumíniumtasakokban tároltam hűtőben (átlagosan 5°C hőmérsékleten).

Az egyes csoportok jelölésénél a következő terminológiát használtam:

Ageing O A chippek levegőn, oxigénes környezetben voltak tárolva. A marás és kiértékelés előtt közvetlenül lettek besugarazva.

Ageing N A chippek vákuumozás után, nitrogénes környezetben voltak tárolva. A marás és kiértékelés előtt közvetlenül lettek besugarazva.

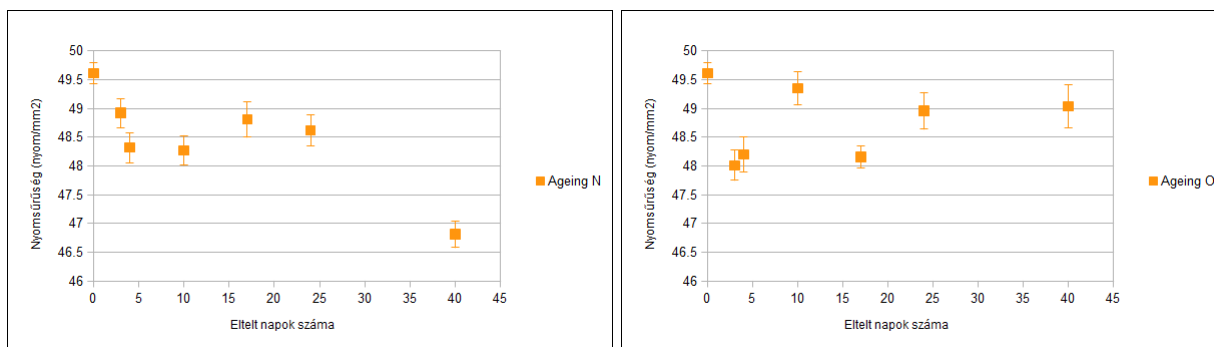
Fading O A chippek levegőn, oxigénes környezetben voltak tárolva. A chippek a mérés első napján lettek besugarazva.

Fading N A chippek vákuumozás után, nitrogénes környezetben voltak tárolva. A chippek a mérés első napján lettek besugarazva.

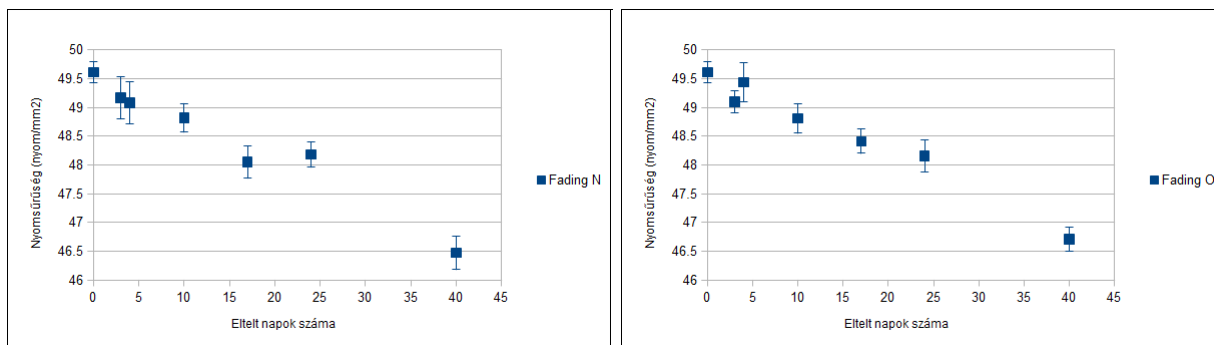
A csoportokban 18 db detektorlapka volt, amely ahhoz elegendő, hogy $0,5 \frac{\text{nyom}}{\text{mm}^2}$ nyomsűrűség-változást mutasson ki 95%-os szignifikanciaszinttel. A becslést egy előzetes mérés alapján adtam meg, Student-féle próba alapján.

Hibaszámításnál az átlagérték kvadratikus középhibáját használtam, a grafikonokon ez van jelölve hibaértékként:

$$\sigma_k = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^{i=n} (TD_i - TD_k)^2} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}}. \quad (3.4)$$



3.4. ábra. Ageing rövid távú vizsgálata



3.5. ábra. Fading rövid távú vizsgálata

Az ageing vizsgálata során sok kiszóró pontot találunk, az öregedés mértéke nem haladja meg 3%-ot (kivéve a nitrogénes közegben 40. napon mért érték, ez 6%-os eltérés).

A fading vizsgálata azt mutatja, hogy 40 nap alatt a látens nyomok 6%-a tűnik el, és a tárolási közegben nincs kimutatható eltérés. A sima oxigéndús levegőn és nitrogénes közegben tárolt detektorok esetén is ugyanaz a karakterisztika volt mérhető, 40 nap alatt a kezdeti 49,5 nyom/mm² nyomsűrűség 46,5 nyom/mm² -re csökkent.

Ageing rövid távú vizsgálatokor (3.4. ábra) több olyan pontot is kaptunk a grafikonokon, amelyet csak kiszórópontként tudtunk értelmezni. Ezzel szemben a párhuzamos fading vizsgálatkor (4.2. ábra) nem volt akkora szórása az eredményeknek. A detektorokat együtt tároltam, ugyanazon körülmények között és egy eszközben, egyszerre lettek kimarva. A jelentős különbség a fading és ageing mérési csoportok között a besugárzásban volt. Fading vizsgálatánál az összes detektort az első mérési napon sugaraztuk be, míg ageing esetében az adott kiértékelési napon végeztük a besugárzást. Ebből arra következtethetünk, hogy az ageing effektus kimutatásához szükség van a besugárzási eljárás stabilizálására, hiszen az abból eredő hiba nagyobb lehet, mint az öregedésből eredő érzékenységváltozás.

További hibát jelent, hogy a megvalósult vizsgálatok időszakában a CR-39 gyártás kihozatala nem bizonyult a legoptimálisabbnak ezen kísérletekhez. A vizsgálatokat egy technológia fejlesztési időszakkal párhuzamosan végeztük, amely a szokásosnál nagyobb érzékenységbeli szórást eredményezett. Ebből kiindulva a vizsgálati programnak a jövőbeli megismétlése pontosabb eredményeket és határozottabb megállapításokat fog eredményezni.

Ageing vizsgálata különböző hőmérsékleteken

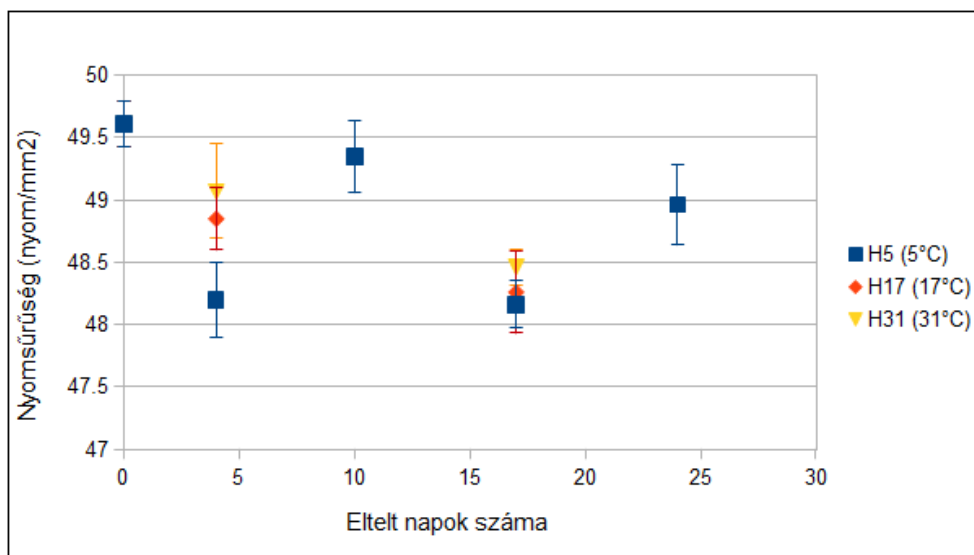
Az előbbi méréssel párhuzamosan különböző hőmérsékleteken is tároltam detektorokat, egy speciálisan erre a célra kialakított hűtőládákban, amelyek jelen esetben fűtőládákként üzemeltek.

Ebben a mérésben az alábbi 3 hőmérsékleti csoportot különböztetjük meg, az egyes kiértékelési csoportokban 18 detektorlapka szerepelt:

H5 A chippek oxigénes környezetben voltak tárolva a hűtőszekrényben, 5°C fokos hőmérsékleten. A marás és kiértékelés előtt közvetlenül lettek besugarazva.

H17 A chippek oxigénes környezetben voltak tárolva a fűtőládában, 17°C fokos hőmérsékleten. A marás és kiértékelés előtt közvetlenül lettek besugarazva.

H31 A chippek oxigénes környezetben voltak tárolva a fűtőládában, 31°C fokos hőmérsékleten. A marás és kiértékelés előtt közvetlenül lettek besugarazva.



3.6. ábra. Ageing vizsgálata különböző hőmérsékleteken

A 3.6. ábrán látható, hogy a mérés eredménye statisztikailag nem magyarázható tendenciát mutat. Az 5 °C-os mérésben 4. és 17. napon mért eredmények kiszóró pontoknak vehetők, ezek a pontok a 3.4. ábra jobb oldalán lévő grafikonon is láthatóak. Relatív összehasonlítást végeztetünk a 4. és 17. napon mért eredményeken, amelyek alapján a 17. napon hibahatáron belül megegyeznek az érzékenységek, a 4. napon az érzékenység a hőmérséklettel nő. Az eredmények alapján arra következtethetünk, hogy a tárolási hőmérsékletnek < 2% hatása van rövid távon, 2 hét alatt a detektor öregedésére. A mérés ismétlésekor a besugárzás paramétereinek stabilizálása ajánlott, illetve minél homogénebb érzékenységű CR-39 szükséges, továbbá a marási folyamatnak is stabilnak kell lennie (maróoldat koncentrációja, fűtési hőmérséklet).

4. fejezet

Nyomdetektorok Monte Carlo szimulációja

A nyomdetektorok Monte Carlo szimulációjának a célja, hogy különböző környezeti paraméterek és gyártási detektorkamra geometria mellett tudjuk megadni a detektor érzékenységét. A detektor érzékenységét az alábbi környezeti paraméterek befolyásolhatják: a levegő hőmérséklete, légköri nyomás, páratartalom. A szimulációval kapott környezeti értékek hatását empirikus eredményekkel, radonkamrás mérésekkel lehet verifikálni.

A detektorlapka érzékenysége ismert néhány detektorkamra geometriára. Egyszerűbb detektorkamra geometriákhoz numerikus számításokkal is megadhatók a korrekciós faktorok. Hengeres geometriákkal lehetőségünk van a szimuláció helyességének ellenőrzésére. A szimulációval tesztelhetünk bonyolultabb, analitikusan nem számolható korrekciós faktorral rendelkező detektorgeometriákat.

4.1. Alfa-részecskék Monte Carlo szimulációjához felhasználható szoftverek

Részecskék általános Monte Carlo szimulációjához számos szoftver rendelkezésre áll: MCNPX, GEANT, FLUKA. Ezekkel a programokkal többek között az alfa-részecskék anyagban történő transzportját lehet vizsgálni, akár komplex geometriákban is, viszont ennek számos korlátja van. A legnagyobb hátrány, hogy ezek a programok nehezen hozzáférhetőek és nem nyílt forráskódúak.

A SRIM (Stopping Range in Matter)[23] program lehetőségek kínál tetszőleges ion (többek között alfa-részecske) anyaggal való kölcsönhatásának szimulálásra, de csak egyszerű geometriát tud szimulálni.

Az alfa-részecskék transzportjának szimulálásához felhasznált fékezési együtthatókat egyszerűbb anyagokra a NIST/ASTAR adatbázisból érhetjük el.

Az AlfaMC [22] egy olyan nyílt forráskódú, Fortran nyelven írt programcsomag, amellyel kifejezetten alfa-részecskék Monte Carlo szimulációját lehet megvalósítani. A program a szintén nyílt forráskódú Ulysses csomagot használja fel komplex geometriák megadására és a forrás pozíciójának dinamikus változtatására.

Az AlfaMC nagy előnye, hogy a programban felhasznált fizikai folyamatok részletesen le vannak dokumentálva, illetve kompatibilis a SRIM által generált fékezési együtthatókat (Stopping Power) tartalmazó táblázat felhasználására.

4.2. A Monte Carlo bemeneti paraméterei

A szimulációnak 3 olyan bemeneti paramétere van, amelyet a munkám során mérésekkel határoztam meg. Ezek a paraméterek is gyártás- és technológiaspecifikusak, többek között nagyban függenek az alkalmazott

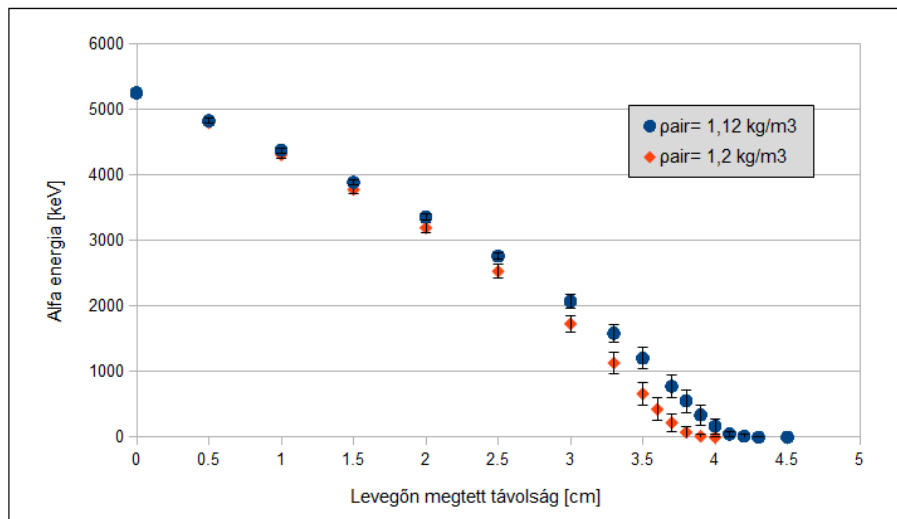
marási eljárástól. Ezért nem elegendő az irodalomban fellelhető értékekkel számolni, szükséges a mérésekben szereplő detektorokra meghatározni.

1. Nyomképződéshez szükséges alfa-energia
2. Nyomképződéshez szükséges kritikus szög
3. Plate-out hányad

Minimális alfa-energia

Azt szeretnénk megadni, hogy minimálisan mekkora energiával kell elérnie a detektor felszínét az alfa-részecskének, ahhoz hogy látható nyomot eredményezzen.

Elsőként szimulációval meghatároztam, hogy a ^{239}Pu forrásból kilépő alfa-részecskék mekkora energiát veszítenek adott távolság megtétele után levegőben. A 4.1. ábrán láthatóak a szimuláció eredményei, két különböző levegősűrűségben szimuláltam, hogy adott távolság megtétele után mennyi energiája marad az alfa-részecskének. Mivel nem ismert a levegősűrűsége a besugárzás ideje alatt, ezek alapján tudjuk becsülni az ebből eredő hibát.



4.1. ábra. Az alfa-részecske maradék energiája levegőn megtett távolság után

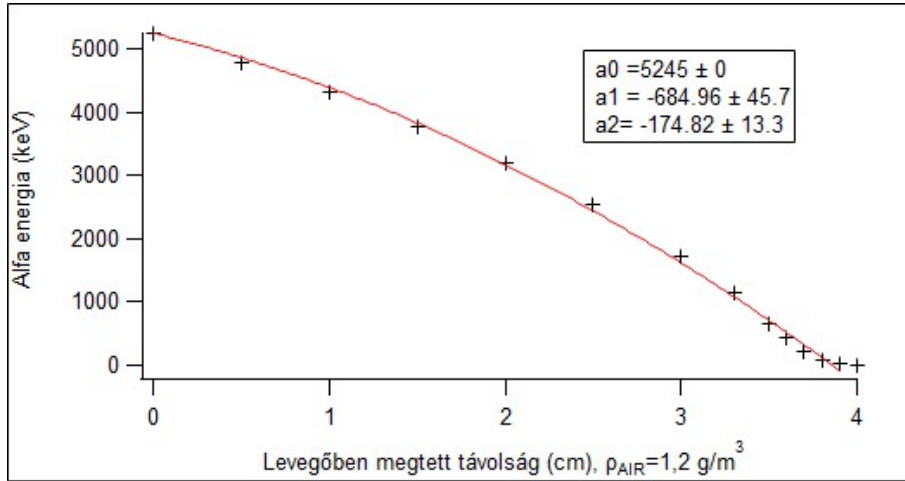
Az (4.2) egyenlet írja le, hogy az E_0 kezdeti energiával rendelkező alfa-részecske x távolság megtétele után, mekkora E_x energiával rendelkezik. $S(E)$ az adott közegre és ionra vonatkoztatott energiától függő fajlagos fékezési együttható, ρ a közeg sűrűsége. A szimulációval leegyszerűsítve ezt az integrált számítjuk ki, viszont figyelembe vesszük, hogy az ütközés után az alfa-részecske maradékenergiája meghatározott valószínűségi eloszlást követ. A szimulációban normális eloszlást használtam.

$$-\int_{E_0}^{E_x} \frac{1}{\rho \cdot S(E)} dE = \int_0^x dx = x \quad (4.1)$$

$$E_0 - \int_0^x \rho \cdot S(E) dx = E_x \quad (4.2)$$

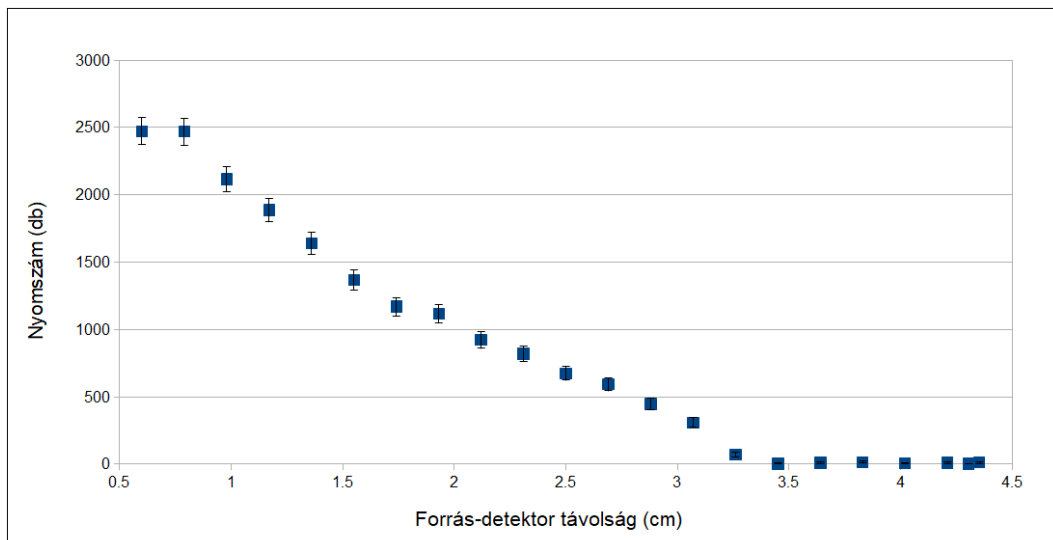
Mivel a szimulációt diszkrét távolságokra végeztem el, a kapott grafikonra az alábbi alakú, másodokú polinomot illesztettem:

$$E_\alpha(x) = a_0 + a_1 \cdot x + a_2 \cdot x^2. \quad (4.3)$$



4.2. ábra. Függvényillesztés

A 4.3. ábrán láthatóak a mérési eredményeim. A mérésben az automatizált besugárzó készülékben adott lépésközönként változtattam a forrás és detektor távolságát, majd mértem a nyomszámot a forrás és detektorlapka távolságának függvényében. A (4.3) függvény alapján meg tudjuk adni, hogy adott forrás-detektor távolság mellett átlagosan mekkora energiával éri el a ^{239}Pu forrásból kilépő alfa-részecske a detektorlapka felszínét.



4.3. ábra. Mérési eredmények, nyomszámváltozás a forrás-detektor távolság változtatásával

Az előzetes feltételezés alapján [21], mely szerint egy bizonyos alfa-energia érték alatt a részecske nem ered-

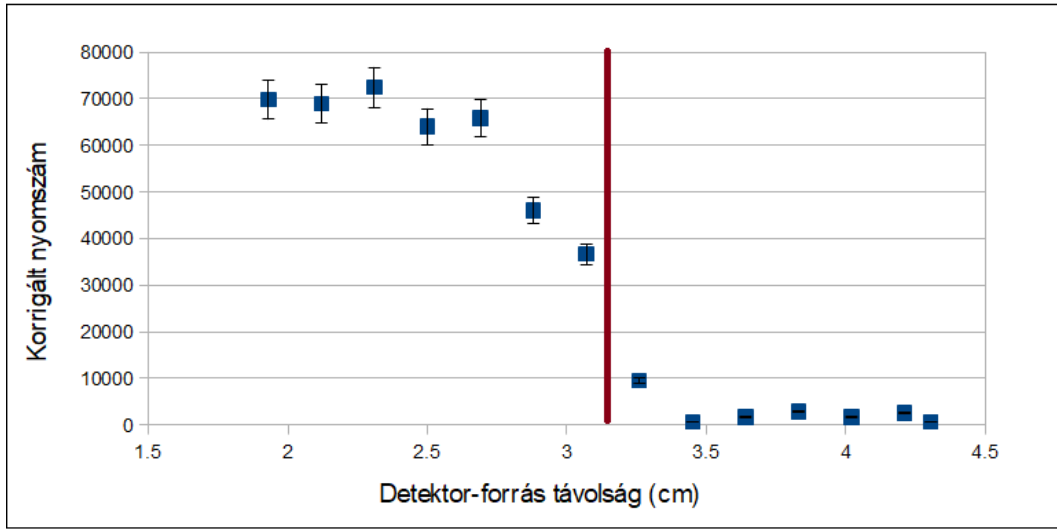
ményez látható nyomot, azt várjuk, hogy lesz egy levágása a görbének. Vagyis lesz egy olyan távolság, amely felett már csak a háttérértékeket látjuk a nyomszámoláskor.

Látható az 4.3. ábrán, hogy a távolság növelésével egyre csökkennek a nyomszámértékek a mért görbén. Ennek geometriai oka van, ugyanis a távolság növelésével csökken a detektálási hatásfoka a detektorlapkának. Ennek korrekciójára Kahn [19] (1984) cikkében találhatunk korrekciós faktorokat, amelyeket egy bizonyos kritikus detektor-forrás távolság felett érvényesek.

A korrekciós faktor:

$$G_p = 1/2 \left[1 - \frac{D}{\sqrt{R^2 + D^2}} \right], \quad (4.4)$$

ahol D a forrás-detektor távolság, R pedig a detektorlapka átmérője. A négyzet alakú detektort azonos területű kör alakú detektorral közelítettem. Ezzel a korrekcióval 1,5 és 3 cm között a várt konstans korigált nyomszámértékeket kaptunk és láthatjuk a levágást 3,2 cm környékén. Az alfa-részecskék hatótávolsága levegőben szigmoid függvényalakot követ, ezt láthatjuk itt is, a levágás nem ugrásszerű.



4.4. ábra. Négyzetes geometriai korrekció után levágás a minimális energiánál

$$E_\alpha(3,2 \text{ cm}) = 1,26 \text{ MeV} \quad (4.5)$$

A meghatározott minimális energia hibájára a Gauss-féle hibaterjedés alapján teszünk becslést. A hibaterjedésénél a távolságmérés hibáját vesszük. Az egyik hibaforrás, hogy maga a forrás egy 1,9 mm vastag tokozásban van, illetve a forrástávolságot mechanikai elemek határozzák meg, amelyeknek szintén van pontatlansága a mozgatás közben. A másik oka pedig, hogy a besugárzás közben nem ismert a levegő sűrűsége, a 4.1. ábrán látható, hogy kb. 5%-os levegősűrűség változás esetén, 3,2 cm-es távolságban kb. 20%-os relatív hibát eredményez az az alfa-részecske energiájának megadásában. Ez azt eredményezi, hogy a távolságmérés hibája nagyjából $\Delta x = 2 \text{ mm}$.

$$\Delta E_{\alpha \min}(x) = \sqrt{(a_1 + 2a_2 x_{\min})} \Delta x^2 \quad (4.6)$$

$$\Delta E_{\alpha \min}(3,2) = 0,36 \text{ MeV} \quad (4.7)$$

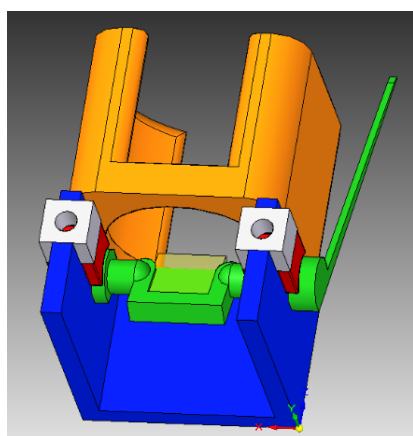
$$\boxed{E_{\min} = 1,26 \pm 0,36 \text{ MeV}} \quad (4.8)$$

Az irodalomban található érték $E_{\min} = 0,5 \text{ MeV}$ 2 óra, 70° -os 6M NaOH maratás esetén, ezért várható volt, hogy hosszabb és magasabb hőmérsékletű marás esetén a csak nagyobb energiájú részecskék látens nyomai maradnak meg a marás után, hiszen így jóval nagyobb anyagréteget marunk le a nyomdetektor felszínéről.

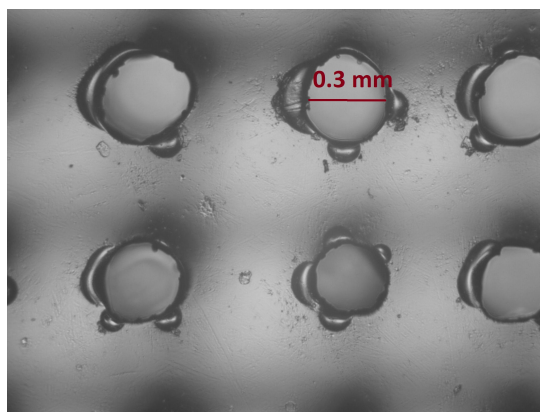
Kritikus szög

A kritikus szög értéke is adott marási eljárásra jellemző érték, ezért mindenképpen meg kell határozni az általunk használt standard marási eljárásra is. Az irodalomban a kritikus szögre $5 - 25^\circ$ tartományon belül értékeket adnak meg. [21]

A mérésben egy olyan besugárzót terveztük meg, amelyben a vízszintesen behelyezett korong alakú forrás alatt tetszőlegesen elforgatható a nyomdetektorlapka. A forrás-detektor távolság 1 cm körül volt, így a forrásból származó részecskék energiája elegendő volt a nyomképzéshez, még az elforgatás miatt megnövekedett úthosszt is figyelembe véve.



(a) A 3D nyomtatott besugárzó



(b) A kollimátor mikroszkóp alatt

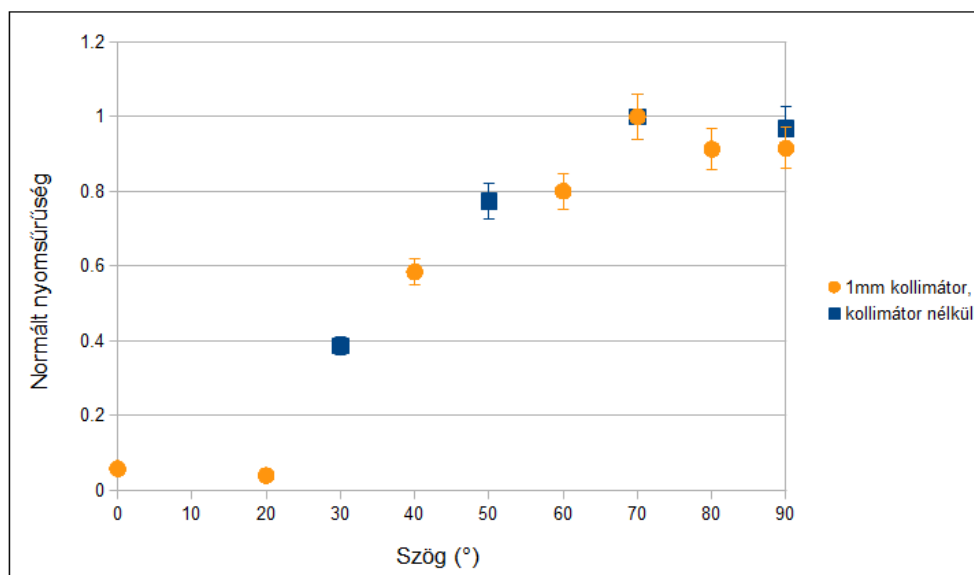
4.5. ábra. Kritikus szög méréshez használt besugárzó és kollimátor

A 4.6. ábrán láthatóak a mérési eredményeim. A méréshez lézergravírozóval kollimátort készítettünk, amely a forrásból csak merőlegesen kilépő alfa-részecskéket enged át. A kollimátor használata a mérési időt jelentősen megnövelte és a kollimátor nélküli mérésekben is ugyanazt a karakterisztikát mértem ki, mint kollimátor nélkül. Ez alapján a használata nem szükséges, a detektorlapkát nagy részben csak a merőlegesen kilépő részecskék érik el.

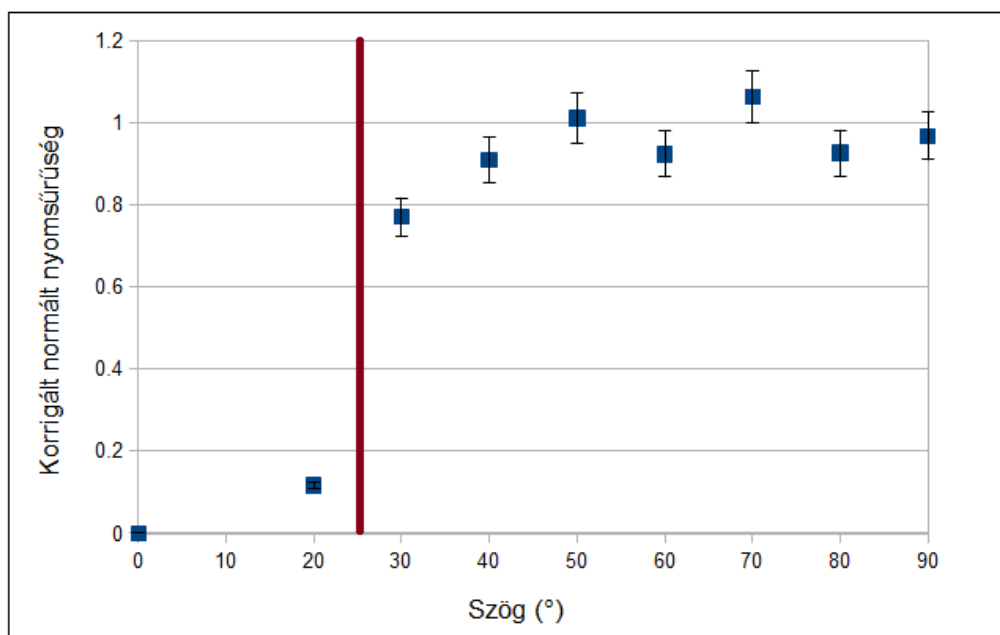
Az energia méréséhez hasonlóan itt is egy levágást várunk a karakterisztikában, a nyomszám (itt nyomsűrűség) csökkenése szintén geometriai okokra vezethető vissza. Az elforgatott detektorlapkát érő alfa-részecskék fluxusa koszinuszosan csökken, ennek megfelelően egy koszinuszos faktorról korrigáltam a relatív nyomszámot a 4.7. ábrán látható grafikonon.

A levágás 20° és 30° között volt, így a kritikus szög értékét, a szögmérés pontossága alapján $\pm 5^\circ$ hibával terheltem.

$$\Theta_{\text{crit}} = 25 \pm 5^\circ \quad (4.9)$$



4.6. ábra. Mérési eredmények, nyomszámváltozás a forrás-detektor által bezárt szög változtatásával



4.7. ábra. Koszinuszos geometriai korrekció után levágás a kritikus szögnél

Plate-out hányad és formafaktor mérése

A plate-out mérésben azt szerettem volna kimutatni, hogy mérhető-e a falra kiült leányelemek bomlásából származó nyomok hányada. A mérésben RSK típusú detektorokat sugaraztam egy 5 kBq/m^3 radonkoncentrációjú hordóban 1 héten keresztül. Az 1 hét letelte után a hordóból kivett detektorokban lévő lapkákat kiértékeltem, valamint a kivétel után közvetlenül egy újabb lapkát helyeztem a detektorházba, amely 1 hétig volt a hordóban. A detektorházba 3 db detektorlapkát helyeztem: 1 lapkát a zárókupakba aktív oldalával a kamra belső térfogata felé, illetve két detektorlapkát helyeztem a falra, aktív oldalukkal a kamra belső fala felé. Párhuzamosan végeztem egy kontroll mérést is, amelyben olyan detektorházba tettem be a lapkákat, amelyek nem voltak bent a hordóban.

A mérési eredmények a 4.1.táblázatban láthatóak. Az eredmények azt mutatják, hogy a plate-out kimérhető. A kontroll mérésben mért háttérrel levontam a plate-out mérésben mért eredményből, a hibát pedig hibaterjedéssel számoltam.

	Plate-out mérés	Háttér mérés	Háttér levonása
RSK TD kupak (nyom/mm²)	0,89 ± 0,17	0,41 ± 0,16	0,48 ± 0,20
RSK TD oldalfal (nyom/mm²)	0,44 ± 0,12	0,26 ± 0,08	0,18 ± 0,08

4.1. táblázat. Plate-out mérésének eredményei, 1 hét expozíció után 1 hét plate-out mérés

A radonhordóban mind a 3 detektorgeometriával mértem a radonkoncentrációt, az 1 hetes mérések alapján meghatároztam a (2.15) formulában definiált formafaktorokat, RSF és RSX geometriákra, a 4.2. táblázatban pedig összehasonlítottam a (2.11) analitikus formulával számolt értékekkel.

	RSK	RSF	RSX
Analitikus	1	1,34	1,40
Empirikus	1	1,22 ± 0,04	1,29 ± 0,06

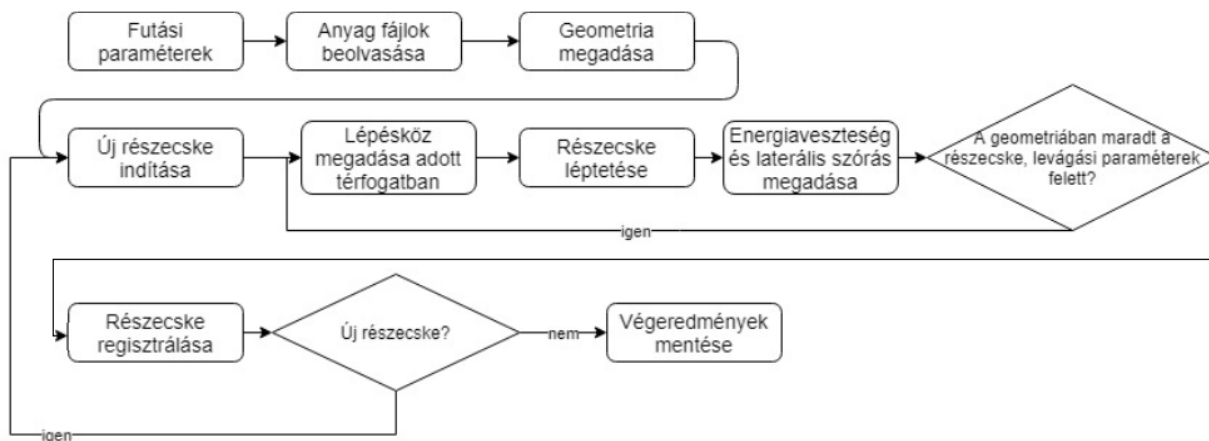
4.2. táblázat. A különböző geometriákhoz tartozó RSK geometriához viszonyított formafaktorok értékei

4.3. A szimulációs kód

A kód fordításához egy Fortran compiler (Windows alatt GNU Fortran) szükséges, a fejlesztést Code::Blocks fejlesztői környezetben végeztem GDB debugger használatával. A program konzol ablakban fut, a szimuláció eredményeit az Ulhistos programcsomag segítségével tudjuk tárolni.

A program folyamatábráját a 4.8.ábrán láthatjuk. A programban a 300 soros main.f fájlban definiáljuk a geometriákat és forrásokat (Ulysess függvények meghívása), megadjuk, hogy hány részecskét indítunk és az egyes récskék pályáját és energiavesztését az AlfaMC függvényeinek meghívásával végezzük.

Az AlfaMC biztosítja a program számára az alapvető Monte Carlo szimulációs függvényeket (pl. a részecske léptetése, következő pozíció kiszámolása, megadja melyik geometriai elembe tartózkodik részecske, létrehozza az előre definiált geometriák tetszőleges pozícióban és méretben).



4.8. ábra. A szimulációs kód futásának folyamatábrája

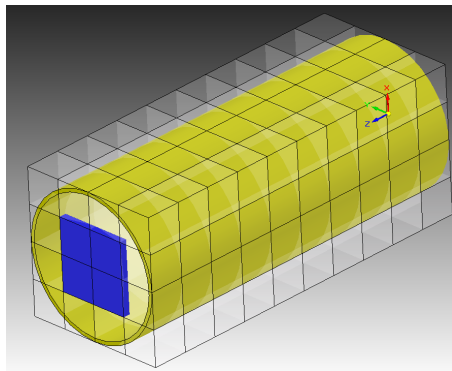
A részecskeindításnál homogén eloszlást feltételezve 0,1 cm távolságban helyeztem el a forrásokat, amelyekből izotrop irányorsorolással indítottam a részecskéket. Ez a forrás beállítás 1000 bomlás/cm³ eredményez. A diplomamunkámban közölt eredmények mind ezzel a forrás beállítással voltak szimulálva.

A nyomképződés, akkor jöhet létre, ha

- a részecske elérte a CR-39 lapka térfogatát és
- az energiája nagyobb, mint a minimális energia ($E_\alpha > 1,2 \text{ MeV}$) és
- a lapka felületére a kritikus szögnél nagyobb szögben érkezett be ($\cos(w) > 65^\circ$, ahol w a részecske irányvektorának a z irányú komponense, ha a z irány a merőleges a CR-39 lapka aktív felületére).

A források szimulálása a következőképpen történik, a kezdeti alfa-energiák izotóponként változnak:

- a ²²²Rn a 4.9. ábrának megfelelően, sűrűbb osztásközzel, homogén eloszlással,
- a ²²²Rn bomlásával megegyező számú ²¹⁸Rn bomlik a kamra belső felületéről egyenletesen eloszlata, a belső felület: a CR-39 lapkával szemben lévő körlap, a hengerpalást és a CR-39 lapka felület és a CR-39 lapka mellett lévő körlap rész,
- a ²²²Rn bomlásával megegyező számú ²¹⁴Rn bomlik a kamra belső felületéről egyenletesen eloszlata.



4.9. ábra. A homogén forráseloszlás létrehozása a rácspontokban történik

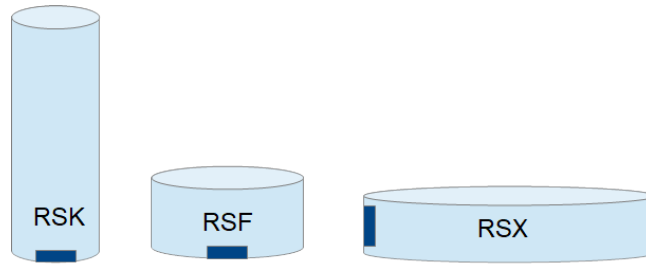
A szimulációban három különböző detektorgeometriát implementáltam. Az alábbi táblázatban összefoglalom a geometria paramétereit:

	RSK	RSF	RSX
Henger sugara (cm)	1	2	3,5
Henger magassága (cm)	5	2	2
Falvastagság (cm)	0,1	0,1	0,1
Kamratérfogat (cm ³)	12,6	23,7	25,4

4.3. táblázat. Szimulált detektorgeometriák

A szimulációban szereplő közeg száraz levegő volt, $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$ sűrűséggel, a fékezési együttható táblázatot a NIST/ASTAR adatbázisból generáltam. Az eredményeket 5 különböző indítású randomszám-generátorral futtatott szimuláció átlagolásával adtam meg, a jelölt hiba az 5 futás eredményének szórásából származik.

Abszolút összehasonlításához az alábbi számolást alkalmazhatjuk. 5 kBq/m³ radonkoncentrációjú radonhor-dóban 1 hétig végeztem mérést a 3 detektorgeometriával egyszerre. Bár a szimuláció időfüggetlen, a bomlások



4.10. ábra. A különböző detektorgeometriák szemléltetése, CR-39 lapka elhelyezkedése

számából megbecsülhetjük, hogy milyen valós körülménynek felel meg az 1000 bomlás/cm³ forrassűrűség. Ha a radonkoncentráció 5 kBq/m³, akkor a 12,6 cm³ térfogatú RSK detektorban 1 hét mérési idő alatt $3,8 \cdot 10^4$ bomlás következik be. A szimulációban a RSK detektor térfogatában $2 \cdot 12700$ bomlást szimulálunk, amely 4,7 nap mérésnek felel meg 5 kBq/m³ koncentráció mellett. A kettes szorzó azért kell, mert a szimulációban csak a lapka felé eső féltérbe soroltam, így a valóságban 2-szer annyi bomlás tartozik a kapott nyomszám értékekhez. A mérési eredmények alapján lineáris kapcsolat van a mérési idő és a nyomszám között. Így 4,7 nap mérés után 5 kBq/m³ radonkoncentráció mellett ($TD = 14,1 \pm 0,4$) nyom/mm² nyomsűrűséget várunk, a kalibrációs faktor általános, $CF = 42 \text{ kBq/m}^3 \cdot \text{mm}^2/\text{nyom}$ értéke mellett.

A szimulációban a lapka aktív felülete 100 mm² volt, így RSK detektor esetén 1000 bomlás/cm³ forrassűrűséggel $1410 \pm 0,4$ nyomot várunk. A hibát csak statisztikai szórásból becsültem. A szimulációt lefuttatva 1601 ± 33 értéket kaptam, amely nagyságrendileg egyezik a mért értékkel, csak 12%-al térnek el egymástól. A kapott plate-out értékeket, vagyis a leányelemek falon lévő bomlásából származó alfa-részecskék nyomainak számát egy súlyfaktorial egészítettem ki, amelyet úgy hangoltam, hogy a várt nyomszámot kapjuk, ez azt jelenti, hogy a plate-out nyomoknak csak a 80%-át számoltam. A súlyfaktor bevezetésével a formafaktorok is jobban közelítették a mért értékeket, ezért a használata indokolt volt. A 4.4. táblázat látható értékek a súlyfaktorial szerepelnek, látható, hogy a szimulációban 1422 nyomot kaptunk RSK geometria esetén, vagyis az elvárt értéket hibahatáron belül.

	RSK	RSF	RSX
²²² Rn	705 ± 32	1021 ± 39	1174 ± 31
²¹⁸ Po	353 ± 11	276 ± 11	357 ± 15
²¹⁴ Po	364 ± 12	276 ± 13	380 ± 20
Összesen	1422 ± 35	1573 ± 53	1788 ± 56
Formafaktor	1	1,11 ± 0,04	1,26 ± 0,04

4.4. táblázat. A különböző geometriákban azonos radonkoncentráció mellett az egyes forrásokból származó nyomok száma

Relatív összehasonlítást tesznek lehetővé a RSK geometriához viszonyított formafaktorok értékei. A szimuláció értékeit összehasonlíthatjuk a 5 kBq/m³ radonkoncentrációjú radonhordóban végzett mérés eredményeivel (4.2. táblázat). A szimulációban RSF detektor esetén a formafaktor $1,11 \pm 0,03$, amely jól közelíti a mért $1,22 \pm 0,04$ értéket. RSX geometria esetén a szimulált érték $1,26 \pm 0,04$ hibahatáron belül megegyezik a mért $1,29 \pm 0,06$ értékkel.

A szimuláció pontosságának többek között a bevezetett közelítések szabnak határt. Az alkalmazott közelítések:

- Nem számoltam a radon diffúziójával, homogén eloszlást feltételeztem.
- Tranziens egyensúlyt feltételeztem a radon és leányelemei között (amelyet végül egy súlyfaktoral korrigáltam).
- A nyomképződés folyamatában csak a minimális alfa-energia és kritikus szög értékét vizsgáltam, a valóságban több paramétertől is függ (pl. oxigén mennyiségének jelenléte).
- A detektorgeometriákat hengerrel közelítettem, a valóságban ezek ettől némileg eltérnek.

5. fejezet

A nyomdetektorok környezeti paramétereiktől való függése

Ebben az fejezetben azt szeretném megadni, hogy milyen kapcsolatban áll a radondetektor érzékenysége a környezeti paraméterekkel. Azt vizsgálom, hogy adott radonkoncentráció mellett, de eltérő hőmérséklet-, nyomás-, és/vagy páratartalom-értékek mellett mennyire változik az detektor érzékenysége, szükséges-e korrekciós faktorok bevezetése erre nézve a gyakorlatban.

A feltételezések és a gyakorlat is azt mutatja, hogy azonos radonkoncentráció mellett a detektorlapka magasabban elhelyezkedő mérési helyeken, ahol alacsonyabb a légköri nyomás, nagyobb érzékenységtű. A jelenséget több cikkben is vizsgálták: Benton (1982)[10], Rickards(2010)[11], Rickards (2015)[12].

A feltételezés alapja, hogy alacsonyabb nyomású közegben (adott hőmérséklet mellett) az alfa-részecskék szabad úthossza megnő. Ez annak a következménye, hogy lecsökken a levegő sűrűsége és ezáltal az alfa-részecske kevesebb levegő molekulával találkozik a transzportja során, kevesebb energiát veszít.

A levegő sűrűségét az alábbi képlettel definiálhatjuk, amely az ideális gázokra érvényes gáztörvény átalakított formája:

$$\rho_{\text{air}} = \frac{pM}{RT}. \quad (5.1)$$

ρ_{air} : levegősűrűség [kg/m³]

p : légköri nyomás [Pa]

M : moláris tömeg [kg/mol]

R : univerzális gázállandó [J/Kmol]

T : abszolút hőmérséklet [K]

Látható, hogy ezáltal a radondetektor hőmérséklet- és nyomásfüggését közvetett módon a levegő sűrűségével tudjuk kifejezni. A levegő sűrűségét megadó kifejezésben, megadhatjuk a levegő vízpára tartalmát is, vagyis a levegő páratartalmát is a levegő sűrűségében fejezhetjük ki.

Ezek a megállapítások fontos alapjai a Monte Carlo szimulációnak, hiszen a levegő sűrűségét változtatva tudjuk szimulálni a detektor érzékenységtűfüggését a következő paramétereiktől: levegő nyomása, hőmérséklete, páratartalma és közvetett módon az összetétele.[20] Itt levegő alatt azt a közeget értjük, amely kitölti a detektorkamra térfogatát és amelyben vizsgáljuk az alfa-részecskék transzportját.

$$\rho_{\text{humidair}} = \frac{p_d M_d + p_v M_v}{RT} \quad (5.2)$$

ρ_{humidair} : vízpárát tartalmazó levegő sűrűsége [kg/m³]
 p_{d} : száraz levegő parciális nyomása [Pa]
 M_{d} : száraz levegő moláris tömege [kg/mol]
 p_{v} : vízpára parciális nyomása [Pa]
 M_{v} : vízpára moláris tömege [kg/mol]
 R : univerzális gázállandó [J/Kmol]
 T : abszolút hőmérséklet [K]

Az ideális gáz tulajdonságait figyelembe véve, ha a levegő páratartalma megnő és a nyomás és hőmérséklet értékek változatlanok maradnak, akkor a levegő sűrűségének értéke lecsökken. Ez annak a következménye, hogy a víz moláris tömege ($M_{\text{water}} = 18 \text{ g/mol}$) kisebb mint a levegő moláris tömege ($M_{\text{air}} = 29 \text{ g/mol}$). [20]

5.1. Szimulációs eredmények

Különböző alfa-részecskék hatótávolságának a vizsgálata

A detektorkamra optimális paramétereit legegyszerűbben a radon bomlásából származó alfa-részecskék hatótávolságának figyelembevételével tudjuk vizsgálni. Mivel a kamratérfogatban elbomló radon gáz (²²²Rn) leányelemei között is vannak alfa-bomlók (²¹⁸Po és ²¹⁴Po), azoknak is megvizsgáljuk az alfa-energiájukhoz tartozó hatótávolságokat.

A detektorkamrának csak az a hasznos térfogata (effektív térfogat), amelyből az emittált alfa-részecske el tudni jutni a CR-39 lapkáig. A nyomképződés feltételéhez pedig azt is meg kell vizsgálnunk, hogy mekkora a minimális nyomképződési energiához tartozó hatótávolság.

Alfa-bomló atom	222Rn	218Po	214Po
Alfa-energia (MeV)	5,49	6,11	7,69
Fajlagos hatótávolság ($10^{-3} \cdot \text{g/cm}^2$)	5,0	5,7	8,2
Hatótávolság(R) standard levegőben (cm)	4,1	4,8	6,8

5.1. táblázat. A vizsgált alfa-bomló izotópok hatótávolsága levegőben

A táblázatban szereplő értékek forrása a NIST/ASTAR adatbázis, amelyben megtaláljuk a száraz levegőn mért fajlagos fékezési együtthatókat és hatótávolságokat. A standard levegő esetén a levegősűrűséget $\rho = 1,2 \text{ g/cm}^3$ értéknek vettem. Látható, hogy $E = 5,49 \text{ MeV}$ esetén az alfa-részecske átlagosan 4 cm távolságot tesz meg a levegőn mielőtt lefékeződne.

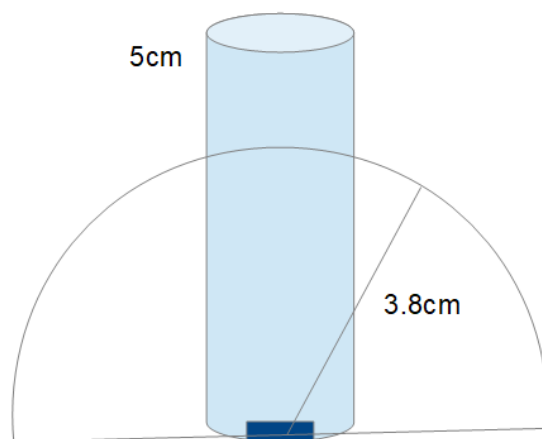
Ezeket az értékeket kell összehasonlítani az adott detektorgeometriákban előforduló távolságokkal. Például az adott geometriában a CR-39 lapkától vett legnagyobb távolság, amelyből indulhat alfa-részecske. Az alfa-részecske hatótávolságán kívül eső térfogatokból ugyanis nem tud eljutni a részecske a CR-39 lapkáig.

A korábbi alfejezetben tárgyaltam, hogy a nyomképződéshez minimális alfa-energia ($E_{\text{min}} = 1 \text{ MeV}$) szükséges, így ennek figyelembe vételével kapjuk meg radondetektorban érzékelt részecskék valódi hatótávolságát. A táblázatban látható, hogy RSK és RSX geometriák esetén találunk olyan térrészt, amelyből érkező részecskék már nem tudnak eljutni a lapkáig. Például RSK esetén csak a CR-39 lapkától vett 3,8 cm távolságban emittált alfa-részecske eredményez nyomot, ez az alfa-részecske effektív hatótávolsága. A detektorban talá-

Geometria	RSK	RSF	RSX
Legnagyobb távolság a CR-39 lapkától (cm)	5,1	2,8	6,5
Alfa-bomló atom	^{222}Rn	^{218}Po	^{214}Po
Hatótáv, 1,2 MeV maradék energiához (cm)	3,8	4,4	6,3

5.2. táblázat. *Különböző forrásokból származó alfa-részecskék nyomképződéshez szükséges hatótávolságai*

lunk ennél távolabb lévő térfogatrészeket is, ahogy az a 5.1.ábrán látszódik, az ábrán szürkével jelölt rész a kamra effektív térfogata.



5.1. ábra. *RSK geometriában a ^{222}Rn bomlásából származó alfa-részecske hatótávolsága*

Ez alapján validáltuk azt a feltevést, hogy érdemes a detektorok környezeti paramétereiktől való függését vizsgálnunk. Hiszen magasabb nyomásértékek vagy alacsonyabb hőmérséklet mellett azt várjuk, hogy megnő a detektor érzékenysége. Ekkor ugyanis megnő az alfa-részecskék hatótávolsága és a standard körülmények között meghatározott hatótávolságokon kívül eső területekről is el tud jutni a részecske a lapkáig.

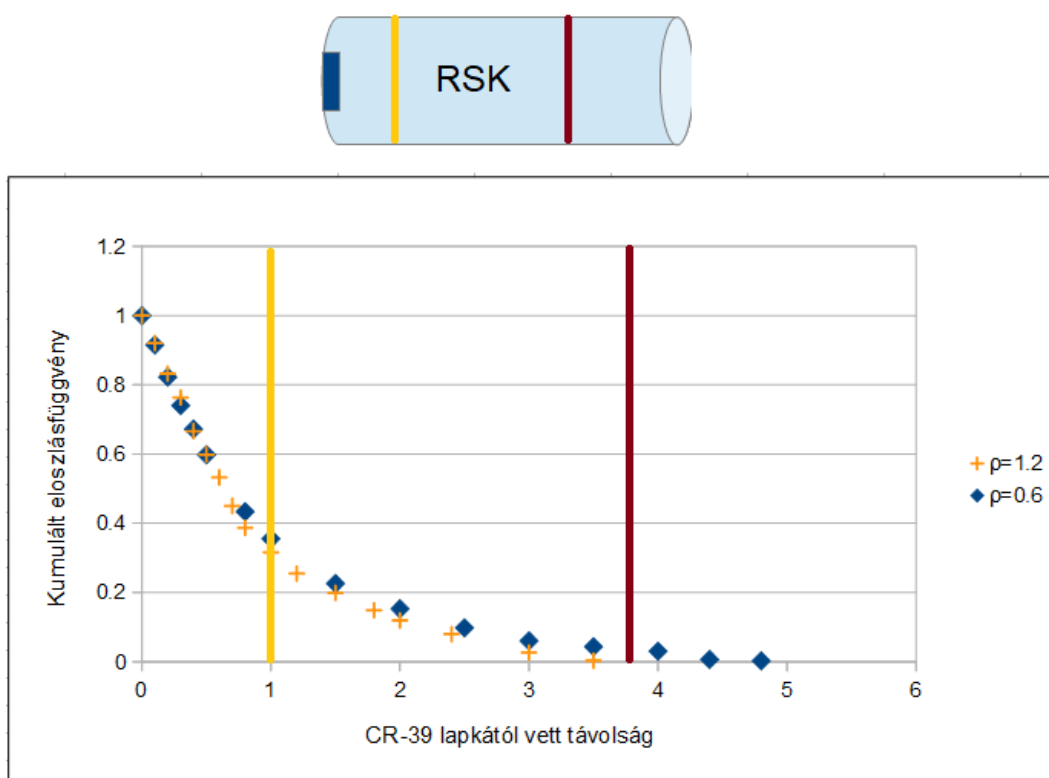
^{222}Rn forrás szimulálása

Elsőként azt vizsgáltam, hogy hogyan viselkednek az ^{222}Rn forrásból származó $E_\alpha = 5,49$ MeV alfa-részecskék a különböző geometriákban. Ellenőriztem, hogy a térfogatoknak megfelelő számú részecskét indít-e a szimuláció a levegőtérfogatból. Látható a táblázatból, hogy a részecskesűrűség 1000 ± 30 bomlás/ cm^3 értékeken belüli, tehát 3% pontossággal teljesül a részecskehomogenitás. Ez a hibaterjedéssel számolva kevesebb mint 0,2% hibát eredményez a nyomszámlálásban.

	RSK	RSF	RSX
Kamratérfogat (cm^3)	12,6	23,7	72,5
Indított részecskék száma	12701	23567	72155
CR-39 lapkát elért részecskék száma	844	1305	1392
Minimális energia miatt, nyomot nem eredményező részecskék száma	7	0	67
Nyomok száma	705	1021	1174

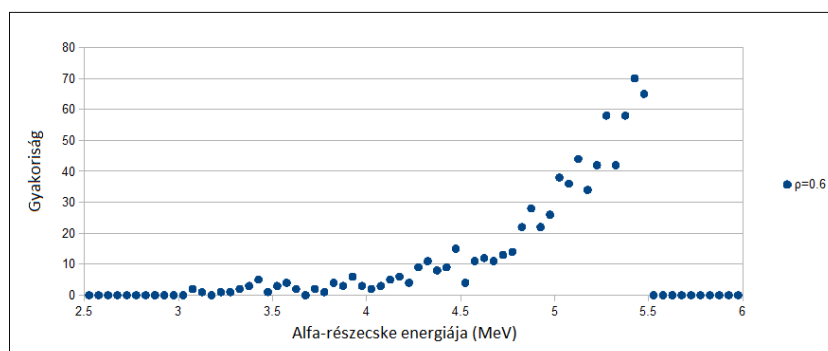
5.3. táblázat. *Szimuláció eredményei*

Vizsgáljuk meg RSK geometria esetén, hogyan függ a nyomok száma a levegő sűrűségének függvényében. Két különböző sűrűségértéket veszünk: $\rho_{\text{air}} = 1,2 \text{ kg/m}^3$ és $\rho_{\text{air}} = 0,6 \text{ kg/m}^3$, ez a (5.1) képlet alkalmazásával, a nyomás $p = 1 \text{ atm}$ -ról $p = 0,5 \text{ atm}$ -ra való csökkentésének felel meg. Az 5.2. ábrán látható a nyomot eredményező részecskék kezdeti pozíciójának eloszlása a CR-39 lapka felszínétől vett távolság függvényében. A sárga vonallal jelzett érték 1 cm távolságban a lapkától $\rho_{\text{air}} = 1,2 \text{ kg/m}^3$ sűrűség esetén 0,32, amely azt jelenti, hogy a nyomot eredményező alfa-részecskék mindössze 32%-a érkezett 1 cm-nél nagyobb távolságból. A nyomok 68%-át képező részecskék a lapka felszínétől mért 1 cm vastag levegőrétegből érkeztek. A piros vonal 3,8 cm távolságban jelzi a ^{222}Rn effektív hatótávolságát, $\rho_{\text{air}} = 0,6 \text{ kg/m}^3$ lecsökkent levegősűrűség mellett a nyomot eredményező alfa-részecskék csak kevesebb mint 4%-a érkezett. Az alfa-részecskék hatótávolsága kb. kétszeresére nő, ha közeg sűrűsége a felére csökken, ezzel szemben csak kb. 3%-al több nyomot detektáltunk. A lapkától távolabb eső térrészekből érkező alfa-részecskéknek alacsonyabb hatásfokkal detektáljuk geometriai okok miatt.

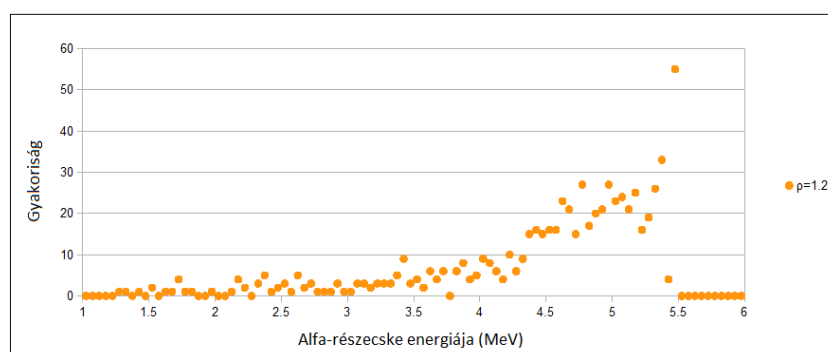


5.2. ábra. Az RSK geometriában nyomot eredményező részecskék kezdeti pozíciójának eloszlása a lapka felszínétől vett távolság függvényében, szimulációs eredmény

Érdeemes megvizsgálni a nyomot okozó alfa-részecskék energia-eloszlását a CR-39 lap felszínén. A vártak megfelelően azt kaptuk a szimulációban, hogy alacsonyabb levegő sűrűség mellett átlagosan nagyobb energiával jut el az alfa-részecske a lapkáig. Az átlagos energiák $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$ esetén $E_\alpha = 4,54 \text{ MeV}$, $\rho = 0,6 \text{ kg/m}^3$ esetén $E_\alpha = 4,99 \text{ MeV}$. A kezdeti alfa-energia a ^{222}Rn esetén $E_{\alpha,k} = 5,49 \text{ MeV}$. Az alfa-részecskék szimulált energiaspektrumát a különböző levegősűrűség értékek mellett a 5.3. és 5.4. ábrákon láthatjuk.

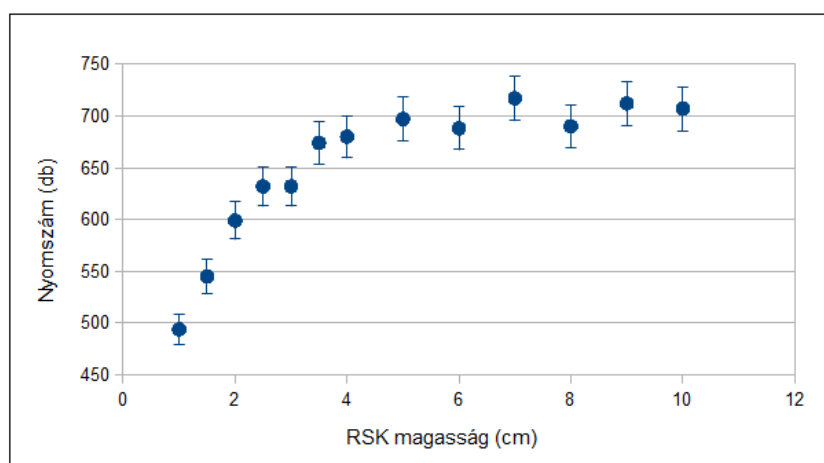


5.3. ábra. A nyomot eredményező alfa-részecskék energiaspektruma a CR-39 lapka felszínén, a levegő sűrűsége $\rho = 0,6 \text{ kg/m}^3$, szimulációs eredmény



5.4. ábra. A nyomot eredményező alfa-részecskék energiaspektruma a CR-39 lapka felszínén, a levegő sűrűsége $\rho = 1,2 \text{ kg/m}^3$, szimulációs eredmény

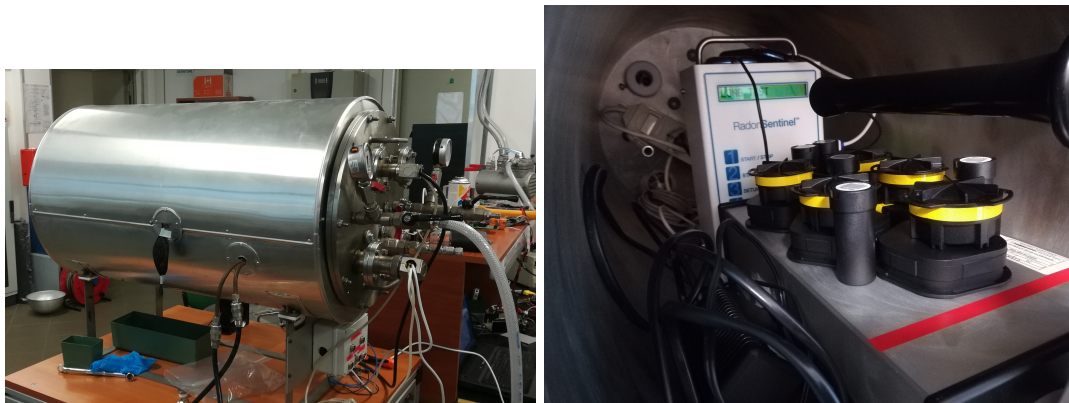
Vizsgáltam, hogy hogyan függ a nyomszám a RSK geometria magasságának függvényében. A várt eredmény a hatótávolság ismeretében az volt, hogy a 3,8 cm magasság felett, az aktív térfogat méretét meghaladó geometriákban nem nő tovább a detektált nyomszám. A szimuláció helyes működését erősítette meg a 5.5. ábrán látható eredmény. A nyomok száma a kritikus magasság értékéig közelítőleg lineárisan nő a magasság növelésével, majd az effektív hatótávolság fölött plató jelentkezik.



5.5. ábra. Különböző magasságú RSK geometriában kialakuló nyomok száma, szimulációs eredmény

5.2. Mérési eredmények

A detektorok nyomásfüggésének vizsgálatát a Pisai Egyetemem (Dipartimento di Ingegneria Civile e Industriale) található radonhordóban végeztük. A radonkoncentráció referencia méréséhez AlpgaGUARD digitális mérőkészüléket használtunk. Két mérést végeztünk a radonhordóban, két különböző nyomásértéken ($p=0,5$ atm és $p=1$ atm). A mérések ideje 14 óra volt, az expozíciót pedig az AlphaGUARD mérései alapján határoztuk meg. Egy mérésben 5-5-5 db RSK, RSF és RSX detektort helyeztünk el a kamrában a kiértékeléshez a standard marási eljárást alkalmaztuk. Az detektorok érzékenységének változását a kalibrációs faktoral tudjuk kifejezni, nagyobb kalibrációs faktor kisebb érzékenységet jelent.

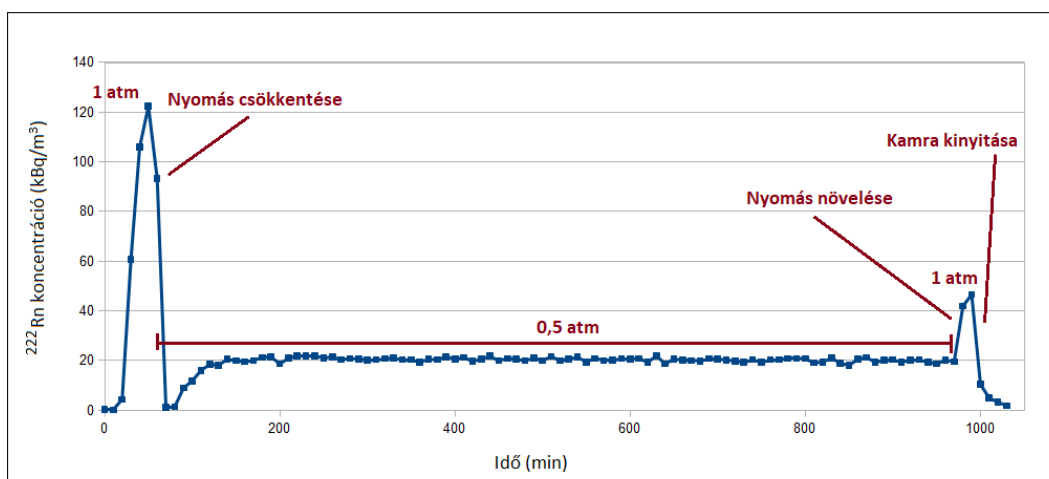


5.6. ábra. Balra: a radonhordó kívülről, Jobbra: belülről a mérési elrendezés, 15 db detektor az AlphaGUARD tetejére helyezve

A mérés kiértékelését nehezíti, hogy később derült ki, hogy az AlphaGUARD működése csak 0,8 - 1,2 atm között hiteles. Így a tényleges radon expozíció becslését más módszerrel kellett becsülnünk. Ennek megértéséhez a mérési fázisok pontos ismerete szükséges. A 0,5 atm nyomást úgy értük el a kamrában, hogy a mérés elején 1 atm nyomáson feltöltöttük a kamrát radondús levegővel, majd a mérés végén a kamra kinyitása előtt ismét visszatértünk 1 atm nyomásra. A nyomáscsökkenést úgy értük el, hogy vákuumszivattyúval kiszívtuk a kamrában lévő gáz térfogatának felét, ezzel elméletileg felére csökkentettük a radonkoncentrációt. A 0,5 atm nyomáson történő mérés után, amikor visszatértünk 1 atm nyomásra, radonmentes levegőt pumpáltunk a kamrába, így elméletben nem növeltük a radonkoncentrációt. Ezek alapján az AlphaGUARD 1 atm nyomáson a mérés kezdetén és végén mért értékeiből tudunk következtetni, hogy mekkora radonkoncentráció volt a kamrában.

A 5.7. ábrán látható, hogy a műszer 20 kBq/m^3 radonkoncentrációt mért, a leírt módszerrel a becsült valószínű koncentráció 50 kBq/m^3 körül volt. A vákuumszivattyú bekapcsolása előtt mért pontban a radonkoncentráció 122 kBq/m^3 volt, a nyomás visszaállítása után 46 kBq/m^3 volt. Ez alapján a radonkoncentráció 0,5 atm nyomáson $50 \pm 10 \text{ kBq/m}^3$, vagyis 20% relatív hibával terhelt érték. A mérés megismétlésekor több pontot kell felvenni 1 atm nyomáson a nyomáscsökkentés megkezdése előtt majd a nyomás visszaállítása és a kamra kinyitása között.

Az expozíció korrigálása után azt kaptam, hogy a két mérésben nagyjából ugyanakkora expozíció érte a detektorokat. A 5.4. táblázatban láthatóak összefoglalva a mérések eredményei. RSK és RSF geometriák esetén a kalibrációs faktor nem változott szignifikánsan, csak 2% eltérés a két érték között, ez hibahatáron belül van. RSX detektorok esetén az oldalfalon elhelyezkedő detektorlapkák esetén a kalibrációs faktor 12%-kal



5.7. ábra. Az AlphaGUARD által 0,5 atm nyomáson mért radonkoncentráció

Nyomás (atm)	1	0.5
Expozíció (KBq/m ³)	829	820
RSK TD (nyom/mm ²)	19.9	20.1
RSF TD (nyom/mm ²)	23.2	23.0
RSX oldalfal TD (nyom/mm ²)	25.2	27.7
RSX alul TD (nyom/mm ²)	22.1	-
RSK Kalibrációs faktor (kBqh/m³·mm²/nyom)	41.6	40.8
RSF Kalibrációs faktor (kBqh/m³·mm²/nyom)	35.7	35.7
RSX Kalibrációs faktor (kBqh/m³·mm²/nyom)	32.9	29.6

5.4. táblázat. Mérési eredmények összefoglalása

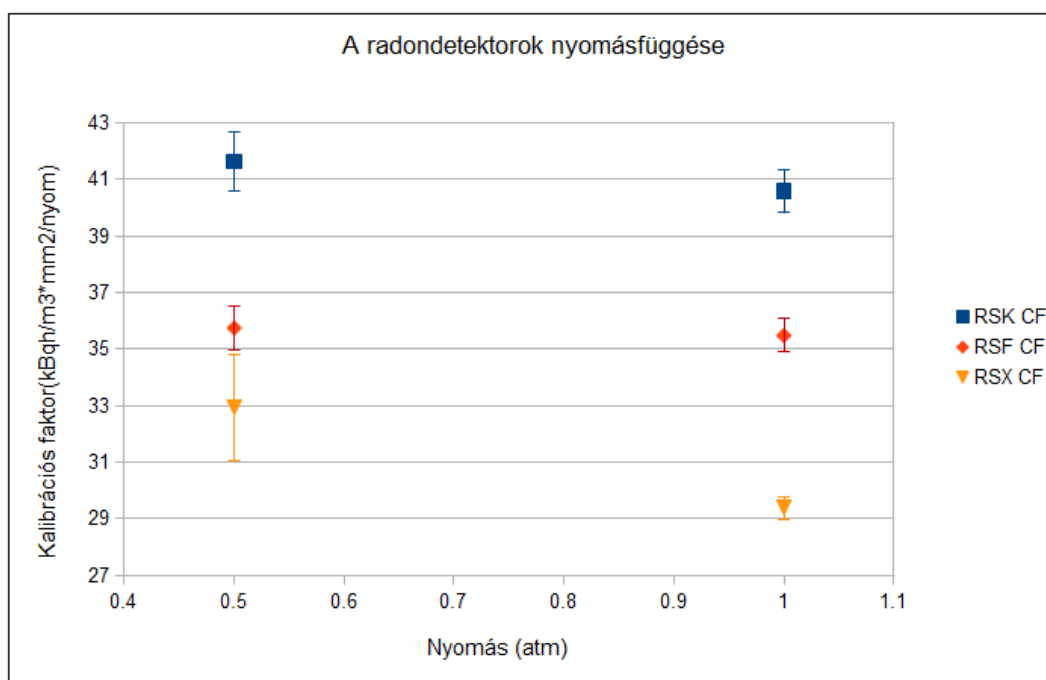
változott meg. Ez már hibahatáron kívül eső változás. Viszont figyelembe kell vennünk, hogy a 0,5 atm mérésében az RSX detektorokban mért nyomsűrűségek relatív szórása 7% volt, illetve az expozíció becslése során nem ismert hibával dolgozunk.

A mérésből tehát azt a következtetést vonhatjuk le, hogy RSK és RSF detektoroknak nincs szignifikáns nyomásfüggése, az RSX geometria esetében kb. 10% érzékenységváltozást figyeltünk meg. Az expozíció túl nagy hibája miatt, a mérést mindenképpen meg kell ismételni.

Relatív mérésre viszont mindenképpen fel tudjuk használni az eredményeket, hiszen azt tudjuk, hogy a mérés 0,5 atm nyomáson történt. Érdekes a kalibrációs faktorok egymáshoz viszonyított arányát vizsgálni, amelyből az mindenképpen látszódik, hogy a RSX kalibrációs faktora arányaiban többet változott, mint a RSK és RSF kalibrációs faktora. Tehát az RSX detektornak nagyobb nyomásfüggése van, mint az RSK és RSF detektoroknak.

Monte Carlo szimuláció összehasonlítása a mért eredményekkel

Monte Carlo szimulációval is modelleztem a mérésben is szereplő két nyomásértéket, vagyis a levegősűrűségét a felére csökkentettem, de a radonkoncentrációt konstans értéken tartottam. Ez azt jelenti, hogy minden szimulációban 1000 bomlás/cm³ történt. A szimulációt adott paraméterek mellett 5-ször futtattam



5.8. ábra. A kalibrációs faktorok összehasonlítás különböző nyomásokon

le különböző indítású randomszám-generátorral. Az 5 futtatási eredményből így tudtam becsülni az eredmények relatív hibáját. Az eredmények a 5.5. táblázatban láthatóak. A pisai mérés eredménye a legelső sorban szerepel, az expozíciót úgy korrigáltam, hogy az RSF geometriánál feltételeztem, hogy nincs nyomásfüggése a detektornak (ez 51 kBq/m³ radonkoncentrációt jelent a 0,5 atm mérésben). A mérési eredményeknél feltüntetett hibaértékeket csak a mért nyomsűrűségek szórása alapján számoltam a hibaterjedés alapján.

		RSK	RSF	RSX
MC Szimuláció	Nyomok száma, p = 0,5 atm	738 ± 22	1023 ± 32	1389 ± 62
	Nyomok száma, p = 1 atm	705 ± 32	1021 ± 39	1174 ± 31
	Érzékenységváltozás	1,05 ± 0,05	1,00 ± 0,05	1,18 ± 0,05
Mérés	Érzékenységváltozás	1,02 ± 0,03	1,00 ± 0,03	1,10 ± 0,06

5.5. táblázat. Szimulációs és mért eredmények összehasonlítása

Az eredmények jól korrelálnak a szimulációban kapott értékekkel, a mérésben valóban azt kaptuk, hogy az RSX geometriának van kimutatható nyomásfüggése.

6. fejezet

Konklúzió

A diplomamunkámban a szilárdtest-nyomdetektorok különböző tulajdonságait vizsgáltam. Az ageing/fading jelenség tanulmányozásával a detektorok érzékenységének a változását mértem az idő és eltérő környezeti paraméterek (tárolási közeg, hőmérséklet) függvényében. A statisztikai eredmények kiértékeléséhez 400 db nyomdetektorlapka érzékenységeszlását vizsgáltam. A lapkák érzékenysége jól illeszkedő normális eloszlást követ, $\sigma(k = 1)$ 3% szórással a standard kiértékelési körülmények között. Az ageing/fading mérés utólagos elemzése alapján, a mért nyomsűrűségek szórása és a mérésben szereplő detektorok száma ismeretében, megállapíthatjuk, hogy 1,5% változást 95%-os szignifikanciaszinttel tudunk kimérni.

Az ageing rövid távú tanulmányozása során a mérések nem mutattak egyértelmű öregedési karakterisztikát, a mérésben számos kiszórópontot találtam. A jelenséget 40 napig vizsgáltam, az első héten minden nap végeztem kiértékelést. Az ageing mértéke a vizsgált időtartam alatt, kevesebb mint 2% volt. A fading vizsgálatával jóval szignifikánsabb eredményt kaptunk. 40 nap alatt a kezdetben mért nyomok 6%-a tűnt el és az eltűnés is lineáris karakterisztikát mutatott a mért időintervallumban.

Az ageing hosszú távú vizsgálatában a polcélettartamot vizsgáltam, összeszerelt detektorok esetén, a detektorokat irodai körülmények között tároltam. A mérésben a detektorok érzékenységének változása kevesebb mint 1,5% volt fél év alatt.

Az eredmények alapján a gyártást követően nincs szükség pihentetési időre, a lapkák érzékenységének nincs rövid távon karakterisztikus változása. A szerelt detektorok esetében a polcélettartam mérések folytatódhatnak, de az öregedési tendencia alapján legalább 1 évig lehet tárolni a detektorokat a felhasználás előtt. Az öregedés mértéke fél év alatt ($< 1,5\%$) kevesebb, mint a fele volt a statisztikai szórásnak ($\sigma = 3\%$). Amennyiben a jelenség lineáris tendenciát követ, akkor csak 1 év elteltével haladja meg a statisztikai szórásból eredő hiba mértékét. A fading jelenség viszont fontos tényező lehet egy hosszabb távú, több hónapos mérés során. A nyomok számának csökkenése miatt alulbecsülhetjük a mért radonkoncentrációt.

A munkám másik részében egy Monte Carlo kódot fejlesztettem, amellyel a detektorokban létrejövő nyomok képződését szimuláltam. Modelleztem a Radosys Kft. által használt detektorgeometriákat. Vizsgáltam, hogy milyen hatása van a különböző detektorkamra-geometriáknak és a különböző környezeti paramétereknek a nyomképződésben. A szimuláció bemeneti paramétereinek meghatározásához (minimális alfa-energia, kritikus szög, formafaktorok, plate-out) különböző mérési eljárásokat terveztem meg és végeztem el. A szimulációs eredmények jól közelítik a méréseket, így a szoftverrel a jövőben lehetőség lesz új detektorgeometriák előzetes tesztelésére és optimalizálására.

A Monte Carlo kód egyik felhasználási lehetősége, hogy megadjuk a radondetektorok érzékenységeinek nyomásfüggését. A nyomásfüggés mérésére már elvégeztük az első méréseket, amelyben számos mérés technikai nehézségbe ütköztünk, de relatív mérésben meghatároztuk, hogy a 3 detektorgeometria közül (RSK, RSF, RSX), az RSX esetén várunk szignifikáns ($> 5\%$) nyomásfüggést.

Köszönetnyilvánítás

Szeretném megköszönni a Radosys Kft. támogatását, amely nélkül ez a diplomamunka nem valósulhatott volna meg.

Köszönöm a segítséget és a szakmai tanácsokat a témavezetőimnek Hülber Eriknek és Hülber Tímeának.

Szeretném megköszönni a Radosys Kft.-nél dolgozó kollégáimnak a segítséget a nagy számú detektorokkal történő mérések kivitelezésében.

Köszönöm a pisai egyetemen (Dipartimento di Ingegneria Civile e Industriale) dolgozó kutatócsoportnak az együttműködését a radonhordóban történő mérések elvégzéséhez.

Irodalomjegyzék

- [1] L. Fleisher, P.B. Price, R. M. Walker, (1975), *Nuclear Tracks in Solids: Principles and Applications*. Berkeley, Calif., University of California Press, 1975. 626 p.. 54. 10.13182/NT81-A32766.
- [2] S. A. Durrani, R. K. Bull, (1987), *Solid State Nuclear Track Detection*, Pergamon Press, Oxford, 1987
- [3] Somogyi, G., (1980), *Development of etched nuclear tracks*, Nucl. Instrum. Methods 173, 21,42
- [4] Somogyi, G., Szalay, A.S., (1973), *Track diameter kinetics in dielectric track detector*, Nucl. Instr. Methods 109, 211-232.
- [5] Caresana, M., et al., (2010), *Tbout ageing and fading of Cr-39 PADC track detectors used as air radon concentration measurement devices*. A Radiat. Meas. 45-2, 183-189.
- [6] G.F.Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley and Sons, Inc., USA, 2000
- [7] M. F. L'Annunziata, *Handbook of radioactivity analysis*, Academic Press, Elsevier, USA, 2003
- [8] Worlds Health Organization
[http : //www.who.int/ionizing_radiation/env/radon/en/](http://www.who.int/ionizing_radiation/env/radon/en/)
- [9] G.D. Hardcastle, J.C.H. Miles, *Ageing and Fading of Alpha Particle Tracks in CR-39 Exposed to Air*, Radiation Protection Dosimetry, Volume 67, Issue 4, 1 October 1996, Pages 295-298,
- [10] A.L.Frank, E.V. Benton, *Properties of a small radon diffusion chamber with plastic track detectors*, University of San Francisco, Department of Physics, California, USA
Book: Solid State Nuclear Track Detectors ,1982, Pages 531?534, Proceedings of the 11th International Conference Bristol, 7-12 September 1981,
- [11] Rickards, Jorge, Golzarri, J.I., Espinosa, Guillermo, (2010), *A Monte Carlo study of radon detection in cylindrical diffusion chambers*, Journal of environmental radioactivity. 101. 333-7. 10.1016/j.jenvrad.2010.01.003.
- [12] J. Rickards, J. I. Golzarri, C. Vázquez-López, and G. Espinosa¹, (2015) *Radon detection in conical diffusion chambers: Monte Carlo calculations and experiment*, AIP Conference Proceedings 1671, 020011 (2015); <https://doi.org/10.1063/1.4927188>
- [13] Sima, O., (2001), *Monte Carlo simulation of radon SSNT detectors*, Radiat. Meas. 34,181-186.
- [14] I. Csige, (1990), *Szilárdtest nyomdetektor-technika fejlesztése és alkalmazása az űr- és radon dozimetriában*, MTA Atommagkutató Intézet, Egyetemi doktori értekezés, Debrecen, 1990
- [15] Palacios, Daniel, Sajó-Bohus, Greaves, Eduardo, (2005), *Radon progeny distributions inside a diffusion chamber and their contributions to track density in SSNT detectors*, Radiation Measurements - RADIAT MEAS. 40. 657-661. 10.1016/j.radmeas.2005.06.017.
- [16] McLaughlin, J.P., Fitzgerald, B., (1994), *Models for determining the response of passive alpha particle detectors to radon and its progenyin cylindrical detecting volumes*. Radiat. Prot. Dosim. 56, 241-246.
- [17] Pressyanov, D., Rusinov, I., Simeonov, G., (1999), *Radon progeny deposition in track-detection diffusion chambers*, Nucl. Instrum. Methods A 435, 509-513
- [18] Nikezic, Dragoslav, Kostić, D, Krstić, D, Savović, Svetislav, (1995)., *Sensitivity of radon measurements*

- with CR39 track etch detector, A Monte Carlo study*, Radiation Measurements - RADIAT MEAS. 25. 647-648. 10.1016/1350-4487(95)00211-V.
- [19] Hameed A. Khan, Naeem A. Khan, *Critical distances in geometry factor calculations using solid state nuclear track detectors (SSNTD)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1984
- [20] Shelquist, R (2009) Equations - Air Density and Density Altitude
- [21] P. Pereyra,, M. E. Lopez , D. F. Palacios F, B. Sajo , P. L. Valdivia, (2016), *Semi-empirical approach for calibration of CR-39 detectors in diffusion chambers for radon measurements*, 16 International Symposium on Solid State Dosimetry, Mexico: Sociedad Mexicana de Irradiacion y Dosimetria.
- [22] AlfaMC: A fast alpha particle transport Monte Carlo code, L. Peralta and A. Louro, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A, vol. 737 (2014) 163-169, <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2013.11.026>
- [23] J. P. Biersack and L. G. Haggmark. *A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets*, Nucl. Instr. Meth., 174:257, 1980
- [24] Radosys Ltd. User Manual, 2018