

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření



Diplomová práce

Vývoj monitoru radonu na bázi segmentovaného
polovodičového detektoru

Autor: Bc. Martin Kaschner
Vedoucí: Ing. Peter Švihra
Akademický rok: 2020/2021



Katedra: KDAIZ

Akademický rok: 2020/2021

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student: Bc. Martin Kaschner

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

Název práce: Vývoj monitoru radonu na bázi segmentovaného polovodičového
(česky) detektoru

Název práce: Development of a radon monitor based on a segmented semiconductor
(anglicky) detector

Pokyny pro vypracování:

1. Kalibrace polovodičových detektorů za použití svazku alfa částic.
2. Srovnání Monte Carlo simulace a měření pro určení uhlové závislosti detekční účinnosti.
3. Studium vlivu parametrů simulace driftu polonia v elektrickém poli.
4. Optimalizace designu monitoru objemové aktivity radonu.

Doporučená literatura:

- [1] CHU, Kai Dee. a Philip K. HOPKE. Neutralization kinetics for polonium-218. *Environmental Science & Technology*. 1988, **22**(6), 711-717. ISSN 0013-936X. DOI:10.1021/es00171a016.
- [2] KNOLL, Glenn F. *Radiation Detection and Measurement* 4th ed. New York: Wiley, 2010. ISBN 9780470131480.
- [3] ZIEGLER, James F., Jochen P. BIERSACK a Matthias D. ZIEGLER. *SRIM: The stopping and range of ions in matter*. Maryland: SRIM Co, 2008. ISBN 978-0-9654207-1-6.
- [4] JANOSKA, Zdenko, Maria CARNA, Miroslav HAVRANEK, et al. Measurement of ionizing particles by the PH32 chip. In: *2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*. IEEE, 2015, 2015, s. 1-5. ISBN 978-1-4673-9862-6. DOI:10.1109/NSSMIC.2015.7581968.

Jméno a pracoviště vedoucího diplomové práce:

Ing. Peter Švihra
České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky
Břehová 78/7
115 19 Praha 1


Jméno a pracoviště konzultanta diplomové práce:


Ing. Pavel Staněk
České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky
Břehová 78/7
115 19 Praha 1

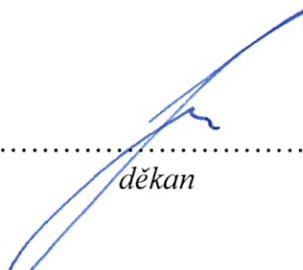
Datum zadání diplomové práce: 14. 10. 2020

Termin odevzdání diplomové práce: 3. 5. 2021

Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.


.....
garant oboru


.....
vedoucí katedry


.....
děkan

V Praze dne 14.10.2020



Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady uvedené v příloženém seznamu.

V Praze

.....

Bc. Martin Kaschner

Poděkování

Rád bych poděkoval Ing. Petru Švihrovi za vedení diplomové práce a Ing. Pavlu Staňkovi za konzultace a technickou pomoc, kolegům z CAPADS, zejména Ing. Vladimíru Kafkovi za pomoc s PH32 a s výrobou vysokonapěťového zdroje, RNDr. Vladimíru Havránkovi, CSc. z CANAM (Centre of Accelerators and Nuclear Analytical Methods) za pomoc s realizací měření na Tandetronu v Řeži, Ing. Karlu Jílkovi, Ing. Miroslavu Havelkovi a Ing. Michalu Šestákovi (Státní úřad radiální ochrany) za výpomoc s měřením v radonové komoře. Rád bych poděkoval také mé rodině a přítelkyni za podporu během psaní práce a výpomoc s jazykovou korekcí.

Tato práce vznikla za podpory projektů "e-Infrastruktura CZ"(e-INFRA LM2018140) financovaných z programu MŠMT Projekty velkých infrastruktur pro VaVaI.

Part of the research has been carried out at the CANAM (Centre of Accelerators and Nuclear Analytical Methods) infrastructure LM 2015056. This publication has been supported by OP RDE, MEYS, Czech Republic, under the project CANAM OP, CZ.02.1.01/0.0/0.0/16_013/0001812

Bc. Martin Kaschner

Název práce: Vývoj monitoru radonu na bázi segmentovaného polovodičového detektoru

Autor: Bc. Martin Kaschner

Obor: Dozimetrie a aplikace ionizujícího záření

Druh práce: Diplomová práce

Vedoucí práce: Ing. Peter Švihra, KF FJFI ČVUT v Praze

Konzultant: Ing. Pavel Staněk, KF FJFI ČVUT v Praze

Abstrakt: Práce se zabývá vývojem zařízení EKPo měřícího objemovou aktivitu radonu, prvku, jehož přítomnost způsobuje zvýšené riziko rakoviny plic.

Za účelem charakterizace zařízení EKPo, je v práci navržen a použit model simulace sběru iontů ^{218}Po využívajících metod Monte Carlo. Pro transport iontů ve vzduchu byl vyvinut model se zanedbáním neutralizace za použití bodové aproximace elektrického pole v objemu.

Pro účely stanovení objemové aktivity jsou dále blíže studovány spektrometrické vlastnosti a vliv úhlu dopadu na použitý segmentovaný polovodičový senzor využívající čip PH32. Jeho vlastnosti jsou studovány pomocí simulací v programu SRIM a experimentálně na urychlovači částic.

Z výsledků simulací sběru iontů vyplývá, že maximální sběrná účinnost v geometrii EKPo se nachází v intervalu 50–55 %. Na základě těchto výsledků je navrženo vylepšení geometrie zvyšující sběrnou účinnost na 90–95 %. Ve spektrech monoenergetických alfa částic vlivem struktur na povrchu křemíkového senzoru vzniká rozštěpení na dva píky a tento jev je zkoumán. Varianta EKPo s navrženými zlepšeními geometrie je sestavena a experimentálně vyzkoušena v radonové komoře, kde lze pozorovat zlepšení odezvy oproti původní variantě přibližně o 63 %.

Klíčová slova: PH32, Radon, Kontinuální monitor radonu, Křemíkový segmentovaný detektor, Monte Carlo simulace

***Title:* Development of a radon monitor based on a segmented semiconductor detector**

Author: Bc. Martin Kaschner

Abstract: This work focuses on the development of EKPo - a device for measurement of radon volume activity. The presence of radon causes an increased risk of lung cancer.

To characterize EKPo, a Monte Carlo model of ion collection (^{218}Po) is developed and used. The model uses a point approximation of the electric field and neglects neutralization of ions during their collection.

In order to determine radon volume activity, properties of the used segmented semiconductor sensor and chip PH32 are studied. The spectrometric properties and the impact of the angle of incidence are characterized using simulations in the program SRIM and experimentally measured using a particle accelerator.

The results of the ion collection simulations show that the maximum collection efficiency in the EKPo geometry is in the range of 50–55 %. Based on the results improvements to the geometry are proposed, increasing the collection efficiency to 90–95 %. During measurements of alpha particle spectra a split in the monoenergetic particle peaks is observed and investigated. The EKPo variant with the proposed improved geometry is assembled and experimentally tested in a radon chamber. An improvement of approximately 63 % is observed.

Key words: PH32, Radon, Continuous radon monitor, Silicon segmented detector, Monte Carlo simulation

Obsah

Úvod	1
1 Úvod k problematice radonu	2
1.1 Fyzikální a chemické vlastnosti radonu	2
1.2 Radiční vlastnosti a přeměnové řady	2
1.3 Jednotky používané v radonové problematice	4
1.4 Výskyt radonu	5
1.4.1 Geografická distribuce radonu	6
1.4.2 Cesty radonu do prostor	6
1.5 Vliv radonu na zdraví	9
1.6 Metody měření objemové aktivity radonu	10
2 Sběr polonia - teorie a model	12
2.1 Geometrie a symetrie	13
2.2 Elektrické pole	13
2.3 Pohyb	14
2.3.1 Drift v elektrickém poli	14
2.3.2 Difúze	15
2.3.3 Celkový pohyb	17
2.4 Vznik polonia a recoil	17
2.4.1 Přejít ze 3D do 2D	18
2.5 Ukončení simulace	19
2.5.1 Náraz a sběr	19
2.5.2 Radioaktivní přeměna	20
2.5.3 Neutralizace	20
2.6 Shrnutí	21
2.7 Poznámky ke kódu	22
3 Sběr polonia - výsledky simulací	23
3.1 Analýza vlastností EKPo	23

3.1.1	Pohyb iontů	23
3.1.2	Čas sebrání iontu	23
3.1.3	Závislost místa dopadu na místě vzniku iontu	25
3.1.4	Místo dopadu iontů	26
3.1.5	Účinnost sběru iontů	26
3.2	Simulace - design nové geometrie	27
3.2.1	Návrh nové geometrie	27
3.2.2	Nastavení simulací	28
3.2.3	Výsledky simulací	29
3.3	Simulace – vliv hodnot koeficientů	29
3.3.1	Výsledky	30
3.4	Shrnutí	33
4	Popis a vlastnosti použitého detektoru	34
4.1	Polovodičové detektory	34
4.2	Úvod k PH32	35
4.3	PH32, ToT a senzor	36
4.3.1	PH32	36
4.3.2	ToT a měřicí módy	37
4.3.3	Data driven mode	38
4.3.4	Struktura senzoru	39
4.4	Simulace chování alfa částic v senzoru	40
4.4.1	SRIM	41
4.4.2	Simulace – vliv nehomogenní struktury na povrchu senzoru . .	43
4.4.3	Simulace – vliv úhlu dopadu iontu	44
5	Ozařování detektoru PH32v8 na urychlovači částic	46
5.1	Popis experimentu	46
5.2	Výsledky	47
5.2.1	Vliv nehomogenní struktury na povrchu senzoru	49
5.2.2	Vliv úhlu dopadu částice	49
5.2.3	Energetická odezva	50
6	Experiment – radonová komora	53
6.1	EKPo 2	53
6.2	Očekávané výsledky	53
6.3	Provedení experimentu	54
6.4	Výsledky	55

6.4.1	Zpracování výsledků	55
6.4.2	Vývoj radonu v komoře	55
6.4.3	Analýza citlivosti	56
6.5	Diskuze výsledků	60
7	Závěr	62
	Literatura	63

Úvod

Povinnost monitorování objemové aktivity radonu je pro právnické osoby v České republice dána zákonem [1] z důvodu ochrany lidského zdraví. Pobyt v atmosféře s vysokým obsahem radonu je spojen se zvýšeným rizikem vzniku rakoviny plic. V České republice je radon považován za druhou nejvýznamnější příčinu vzniku rakoviny plic [2]. Podle Světové zdravotnické organizace (WHO) [3] je radon zodpovědný za 3-14 % rakovin plic, v závislosti na průměrné objemové koncentraci radonu ve studované oblasti.

Existují různé metody detekce radonu. Velmi rozšířené jsou metody integrální, například detektory stop alfa částic v pevné fázi, adsorpce radonu na aktivním uhlí, elektretové ionizační komory, integrované elektronické detektory využívající polovodičů. Další jsou metody kontinuálního měření, typicky využívající vzdušných pump, či difúzních procesů přesouvajících radon do prostoru, kde bude detekován pomocí detektoru ionizujícího záření, ionizační komory, scintilačního krystalu nebo polovodičového senzoru [3].

Práce je zaměřena na vývoj monitoru objemové aktivity radonu založeného na elektrostatickém sběru dceřinných produktů radonu na povrch polovodičového detektoru využívajícího čip PH32 [4, 5, 6]. V rámci práce jsou studovány vlastnosti čipu PH32v8 v kombinaci se segmentovaným polovodičovým detektorem.

Na základě existujících popisů chování dceřinných produktů radonu je navrhována simulace jejich sběru elektrickým polem. Pomocí simulace jsou studovány vlastnosti zařízení měřícího objemovou aktivitu radonu, které bylo navrženo v bakalářské práci autora [7]. Těchto získaných výsledků je využito k navrhnutí úpravy geometrie zařízení. Vliv úprav je vyhodnocen pomocí simulace sběru iontů a jsou vybrány úpravy s největším potenciálem zlepšit funkci zařízení. Upravené zařízení je zkonstruováno a vyzkoušeno v radonové komoře.

Kapitola 1 obsahuje seznámení s radonem a jeho problematikou. V kapitole 2 je popsán model simulace sběru polonia a v kapitole 3 jsou ukázány výsledky simulace sběru polonia. Kapitola 4 představuje použitý polovodičový detektor PH32 a pomocí programu SRIM je odhadnuta jeho odezva. V kapitole 5 jsou měřeny vlastnosti PH32 pomocí urychlovače částic. V kapitole 6 probíhá ověření zkonstruovaného měřícího zařízení v radonové komoře. Kapitola 7 shrnuje výsledky práce.

Kapitola 1

Úvod k problematice radonu

1.1 Fyzikální a chemické vlastnosti radonu

Radon patří mezi vzácné plyny. V plynném stavu je bezbarvý, bez zápachu a bez chuti [8]. Za běžných podmínek se jedná o nejtěžší přírodní plyn s hustotou $9,7 \text{ kg/m}^3$ [9]. Lze očekávat, že právě vysoká hustota radonu je důvodem jeho vyšších koncentrací v níže položených prostorech (přízemí, sklepy, jeskyně). Skutečným důvodem ale je, že v těchto prostorách nedochází k přirozenému pohybu vzduchu a radon se za takových podmínek šíří pouze difúzí, tak se bude více hromadit v místech svého vzniku nebo vstupu do prostor [10].

Za standardního tlaku je teplota varu radonu $211,45 \text{ K}$ a teplota tuhnutí 202 K [11]. Pevná forma radonu vykazuje fosforescenci (oranžová, žlutá) a se nazývá se také niton, v překladu svítící kámen [8].

Významnou vlastností radonu je jeho rozpustnost ve vodě, která je za standardních podmínek $230 \text{ cm}^3/\text{kg}$. Závisí na teplotě, tlaku a salinitě vody [9, 12]. Přestože rozpustnost radonu ve vodě je ve srovnání s většinou látek nízká [13], radon rozpustěný ve vodě je součástí radonové problematiky.

Další vlastností radonu je jeho adsorpce v aktivním uhlí nebo silikagelech. Této vlastnosti je možné využít při separaci radonu ze směsi plynů [9].

Radon, jakožto vzácný plyn, je členem VIII.A skupiny a má podobné chemické vlastnosti jako ostatní vzácné plyny. To je dáno konfigurací elektronového obalu radonu, která v základním stavu je $[\text{Xe}] 4f^{14} 5d^{10} 6s^2 6p^6$. Díky plné valenční vrstvě je málo reaktivní, ovšem relativně nízká první ionizační energie ($10,7 \text{ eV}$) umožňuje vznik sloučenin, například s fluorem. V přírodě se běžně žádné sloučeniny s radonem nevyskytují [8].

1.2 Radiační vlastnosti a přeměnové řady

Všechny známé izotopy radonu jsou nestabilní. To ovlivňuje jeho výskyt v přírodě. Přirozeně se v přírodě vyskytují 3 izotopy: radon (^{222}Rn), thoron (^{220}Rn), aktinon (^{219}Rn). Jména izotopů vychází ze jmen přeměnových řad, ve kterých se na-

dukty radonu (^{222}Rn) jsou polonium (^{218}Po), olovo (^{214}Pb), bismut (^{214}Bi) a olovo (^{214}Po). Krátkodobé dceřinné produkty mají význam při vyhodnocování rizika radonu a jsou s nimi vázány některé veličiny, které se v souvislosti s radonem měří.

1.3 Jednotky používané v radonové problematice

Pro účely vyhodnocování účinků radonu a ochrany před ním se zavádí nové veličiny. Základem je aktivita radonu, což je průměrný počet přeměn radonu za sekundu, ze které vzniká nejběžněji používaná objemová aktivita radonu (OAR) definovaná jako aktivita radonu v m^3 . Pro jednodušší rozlišení isotopů se někdy pro thoron (^{220}Rn) používá objemová aktivita thoronu (OAT) [8].

Méně obvyklá používaná veličina je latentní energie, značená E_l , či anglicky PAEC (the potential alpha energy concentration). Latentní energie směsi je definovaná jako energie všech alfa částic emitovaných při úplné přeměně krátkodobých dceřinných produktů v dané směsi. Obvykle se používá objemová latentní energie, což je latentní energie v m^3 sledované směsi [9].

Velkou roli hraje ekvivalentní objemová aktivita radonu (EOAR). Je definována jako objemová aktivita radonu ve směsi, ve které je radon v radioaktivní rovnováze s jeho krátkodobými dceřinnými produkty, se stejnou objemovou latentní energií jako sledovaná (typicky nerovnovážná) směs. Pro radon (^{222}Rn) lze EOAR vypočítat ze vzorce:

$$\text{EOAR} = 0,106a_1 + 0,513a_2 + 0,381a_3, \quad (1.1)$$

kde a_1 je objemová aktivita ^{218}Po , a_2 je objemová aktivita ^{214}Pb a je a_3 objemová aktivita ^{214}Bi [8].

Další běžně používanou veličinou v radonové problematice je rovnovážný faktor F definovaný jako $F = \text{EOAR}/\text{OAR}$. Rovnovážný faktor blízce souvisí s množstvím krátkodobých dceřinných produktů, které je nižší ve větraných prostorech a vyšší v nevětraných prostorech. Pokud rovnovážný faktor není měřen, pak v běžně užívaných prostorech je uvažována hodnota 0,4 [8].

Dále se lze setkat s veličinami AMAD a AMTD. Tyto veličiny nesouvisí pouze s radonovou problematikou, ale obecně s radionuklidy nacházejícími se ve vzduchu. AMAD (activity median aerodynamic diameter), nebo-li medián aerodynamického průměru aktivity je takový aerodynamický průměr¹, že 50 % aktivity je vázáno na částice s aerodynamickým průměrem větším než je AMAD. AMTD (activity median thermodynamic diameter), česky medián termodynamického průměru aktivity, je definován stejně jako AMAD, pouze pro termodynamický průměr² místo aerodynamického průměru [16].

¹Aerodynamický průměr vznášející se částice je průměr sféry o jednotkové hustotě se stejnou terminální rychlostí usazování jako pozorovaná částice.

²Termodynamický průměr vznášející se částice je průměr sféry o jednotkové hustotě se stejným difúzním koeficientem jako sledovaná částice.

1.4 Výskyt radonu

Lokality s výskytem většího množství radonu, vykazují dvě vlastnosti. První je vyšší koncentrace radionuklidů z přeměnových řad v podloží počínaje primordiálními radionuklidy³, zejména uran ^{238}U a thorium ^{232}Th . Druhou je propustnost půdy, umožňující migraci radonu.

Množství primordiálních radionuklidů v zemské kůře ovlivňuje, které izotopy radonu je třeba pozorovat více. Obecně je třeba sledovat koncentrace uranu a thoria. Aktiniová řada začíná radionuklidem ^{239}Pu , ale ten má velmi krátký poločas přeměny v porovnání se stářím země. Vzhledem k tomu je významnější sledování jeho dceřinného produktu ^{235}U , který má poločas přeměny o několik řádů vyšší.

Obsah uranu v zemské kůře je průměrně 2,8 ppm [17]. Ovšem z této průměrné hodnoty nelze vidět skutečné riziko. Koncentrace uranu může být lokálně větší až o 3 řády, například uranové rudy obsahují až tisíce ppm uranu, fosfátové kameny (fosfority, často používané jako hnojiva) obsahují 8-400 ppm (průměr 40 ppm) uranu. Uran je zdrojem radonu (^{222}Rn) a aktinonu (^{219}Rn). V přírodním uranu je obsah isotopů: ^{238}U 99,28 %, ^{234}U 0,0054 % a ^{235}U 0,71 % [18]. Součástí uranové řady jsou ^{238}U a ^{234}U vedoucích ke vzniku radonu. Ovšem z aktinonové řady je pouze ^{235}U , který tvoří minoritní složku uranové rudy a díky nízké přítomnosti aktinonové řady v přírodě (a díky velmi krátkému poločasu přeměny aktinonu) je aktinon samotný pouze minoritní složka radonové problematiky.

Thorium se v zemské kůře vyskytuje výrazně více než uran. Průměrná koncentrace thoria je 10,7 ppm [17]. Stejně jako u radonu v radonové (thoriové) problematice hrají velkou roli lokality zvýšených koncentrací thoria, například monazitové písky v Brazílii a Indii obsahují 10 % thoria a více. ^{232}Th tvoří většinu (99,98 %) přírodního thoria [18].

Obecně nelze říci, který isotop radonu je více rizikový. Záleží na lokálním geologickém podloží.

Kromě přítomnosti radionuklidů je indikátorem radonového rizika vzduchopropustnost hornin [19, 8]. Zde je potřeba sledovat emanaci radonu z hornin do půdního vzduchu a jeho schopnost transportu v zemi. V oblastech s nepropustným podložím může být výskyt radonu a thoronu zanedbatelným problémem bez ohledu na koncentraci jeho mateřských radionuklidů.

Jako lepší ukazatel problematiky radonu může být koncentrace mateřského radionuklidu, radia [8]. Běžně se nestuduje hloubkové složení a propustnost hornin. Místo toho se sleduje koncentrace radonu v půdním vzduchu blíže povrchu a propustnost půdy na povrchu. V české legislativě se z těchto dvou vlastností půdy na konkrétním pozemku odvozuje radonový index sloužící jako indikátor radonového rizika v daném místě. [20]

³Primordiální radionuklidy existují na zemi od jejího vzniku. Všechny mají velice dlouhé poločasy přeměny, ty nejběžnější srovnatelné se stářím země.

1.4.1 Geografická distribuce radonu

Radonová problematika je globální problém. Jak bylo popsáno v předchozí části textu, všude, kde se nachází uran nebo thorium v podloží, se nachází i radon. V této práci se zaměříme pouze na Evropu.

Na obr. 1.2a je možno vidět místa, kde probíhala měření OAR do roku 2014, což jsou až na výjimky oblasti, kde jsou běžné vysoké koncentrace radonu (více než 100 Bq/m^3). Na obr. 1.2b lze vidět, že v Evropě je několik oblastí, kde jsou průměrné hodnoty OAR poměrně vysoké, například Česká republika, jih Finska, Cornwall v Anglii a sever Itálie. To nám ukazuje, že radon je celoevropským problémem.

Na další mapě na obr. 1.3a lze vidět, že v Čechách jsou oblasti, kde průměrná OAR v domácnostech přesahuje 400 Bq/m^3 , jedná se zejména o oblasti kde se dříve těžil uran. Dle radiometrické mapy na obr. 1.3b, lze usuzovat, že oblasti s výskytem radonu mají vysoké přírodní pozadí, které pochází od radionuklidů v horninách. Ovšem neplatí, že oblasti s vysokým přírodním pozadím budou jednoznačně předpokládat oblasti s vysokou koncentrací radonu. Pozadí může být tvořeno radionuklidy, které nejsou součástí přeměnových řad obsahujících radon, například draslík ^{40}K .

1.4.2 Cesty radonu do prostor

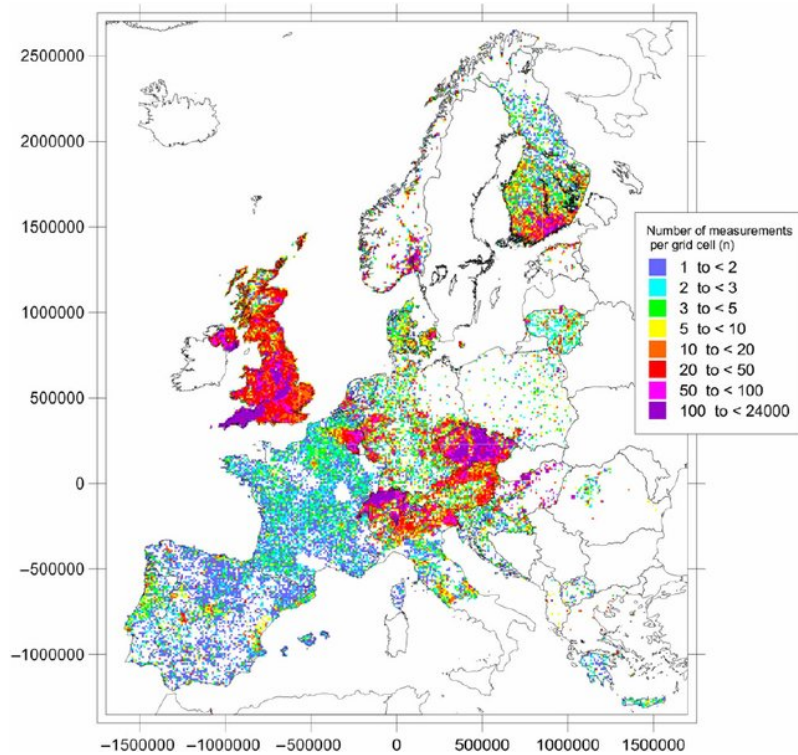
Prostorem jsou myšleny místnosti, ve kterých se pohybují lidé: bytové prostory, sklepy, prostory škol a kancelářských budov. Do těchto prostor má radon tři hlavní možnosti vstupu. Doly nebo místa, kde je zpracováván materiál obsahující přírodní radionuklidy (tzv. NORM⁴, TENORM⁵) mají specifické požadavky z hlediska radiační ochrany.

První cestou vstupu radonu do prostoru je použitý stavební materiál. Pokud horniny, ze kterých je vyroben stavební materiál, obsahují velké množství uranu či thoria, tak se do vnitřních prostorů může uvolňovat radon a poté koncentrovat. Další možnost průniku je z vody. Pokud je do prostor přivedena voda obsahující radon, tak ten bude z vody emanovat do vnitřní atmosféry a bude se zvyšovat jeho koncentrace. Pitná voda i stavební materiál nesmí dle českého zákona [1] obsahovat zvýšené množství radionuklidů. Problematické mohou být stavby postavené před rokem 1991 [21] nebo voda neodebíraná z veřejné sítě pitné vody [22].

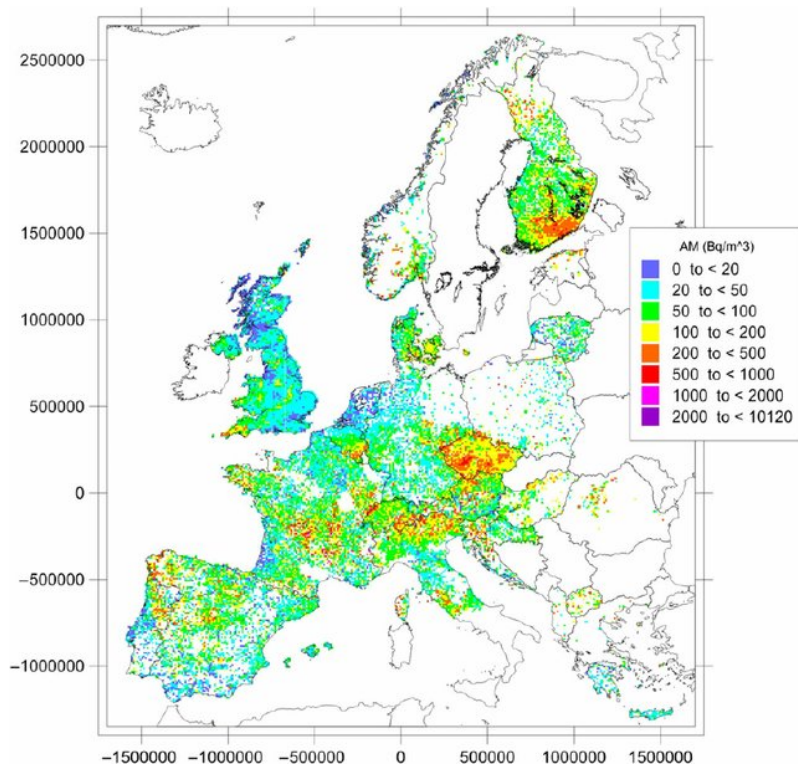
Aktuálně nejvýznamnější cesta vstupu radonu do užívaných prostor je půdní radon. Radon se do prostor budov dostává netěsnostmi ve stavbě, typicky prostory pro potrubí nebo rohy místností. Ze zákona [1] vyplývá povinnost u nových staveb určit radonový index pozemku a pokud je větší než 1, pak stavba musí být projektována s preventivním protiradonovým opatřením [21]. Radonový index se stanovuje na základě objemové aktivity radonu v půdním vzduchu a propustnosti (typu) půdy [20, 23]. Mezi nejběžnější protiradonová opatření patří protiradonová izolační vrstva, odvětrané patro a odvětrané podloží [24].

⁴Naturally-Occurring Radioactive Materials, přirozeně radioaktivní materiál.

⁵Technologically Enhanced NORM, je materiál, kde průmyslovým zpracováním NORM došlo ke zvýšení koncentrace radionuklidu.



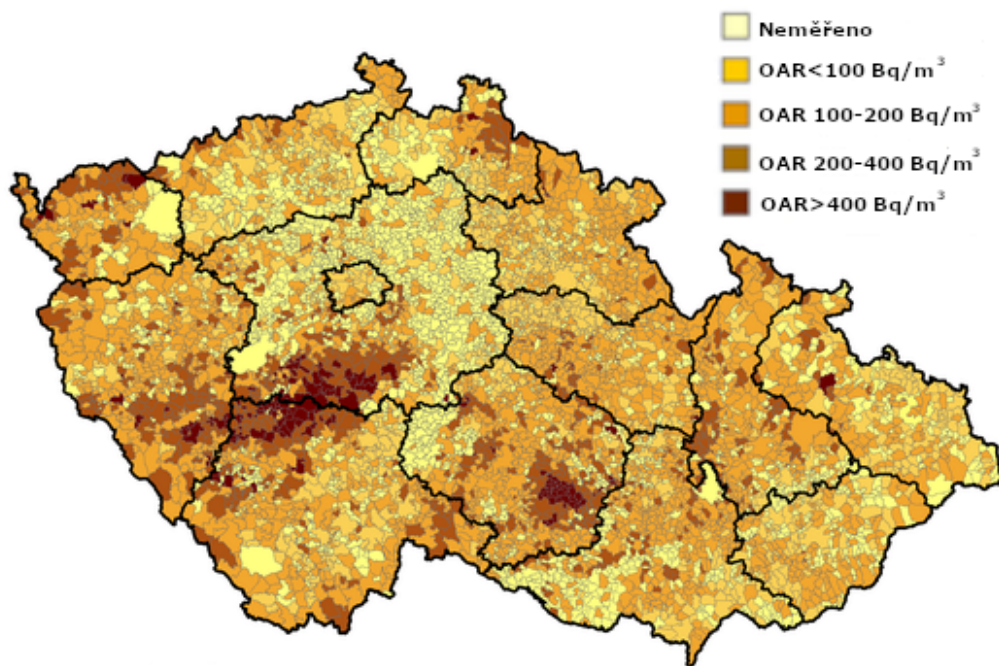
(a) Množství provedených měření



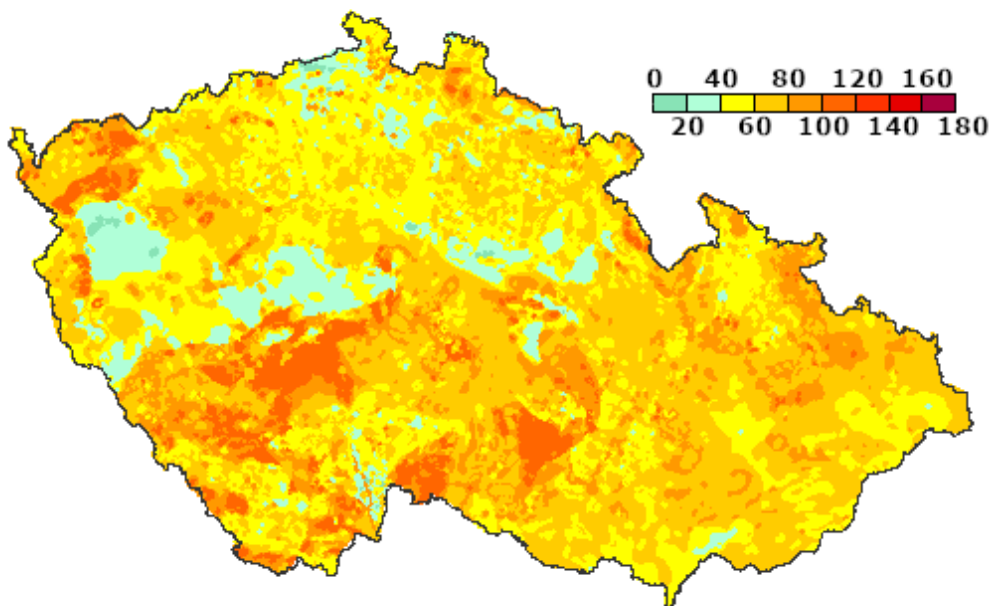
(b) Aritmetický průměr OAR

Obrázek 1.2: Mapa proměřenosti (a) a průměrné objemové aktivity radonu (b) v Evropě. Data jsou sbírána v buňkách o velikosti $10 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ [25].

Geometrický průměr objemové aktivity radonu (OAR) v obcích České republiky

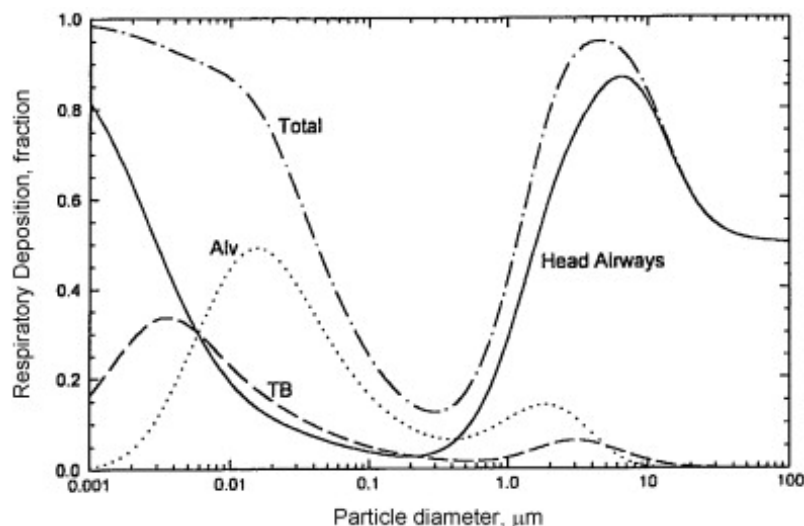


(a) Geometrický průměr OAR v ČR [26].



(b) Radiometrická mapa ČR (leteká). Hodnoty jsou v nGy/h [27].

Obrázek 1.3: Mapa průměrné objemové aktivity radonu (a) a radiometrická mapa České republiky (b).



Obrázek 1.4: Zlomek deponovaných částic v různých částech dýchacích cest v závislosti na jejich průměru. Data vychází z ICRP modelu depozice, pro lehké cvičení (dýchání nosem). Data jsou průměr pro muže a ženy [28]

1.5 Vliv radonu na zdraví

Radon ovlivňuje lidské zdraví nejvíce přes jeho krátkodobé dceřinné produkty. Většina krátkodobých dceřinných produktů vyskytujících se ve vzduchu, je vázána na aerosolové částice (tzv. vázaná frakce), které se ve vzduchu nacházejí [9]. Pohyb těchto dceřinných částic je závislý na vlastnostech aerosolů na které jsou navázané. Místo depozice a množství deponovaných částic závisí na jejich termodynamickém průměru (závislost lze vidět na obr. 1.4). Velmi malé částice jsou téměř všechny zachyceny v dýchacích cestách. Síky tomu je velmi nebezpečná tzv. nevázaná frakce⁶ o velikosti 2-24 nm [17]. Poměr vázané a nevázané frakce závisí na koncentraci aerosolů v prostředí.

Dceřinné produkty radonu jsou nebezpečné díky emisi alfa záření, které ve velmi malém prostoru deponuje velké množství energie, což vede k vysokým lokálním dávkám⁷. Z hlediska radiační ochrany před externím ozářením je alfa záření typicky relativně bezpečné vzhledem k jeho krátkému dosahu. V radiační ochraně před interním ozářením je naopak alfa záření velmi nebezpečné díky jeho krátkému dosahu (resp. jeho vysokému LET⁸).

Radonová problematika začala být mezinárodně sledována po konci 2. světové války. Proběhlo mnoho epidemiologických studií, jejichž cílem bylo zhodnotit radonové riziko u horníků i obyvatelstva. Mezi významné studie patří kohortová studie horníků v dolech (BEIR VI) [29], kde byl prokázán vliv radonu na zdraví horníků a multiplikativní risk spojený s kouřením. Velkou studií je European pooling study, kde jsou vyhodnoceny výsledky z třináct studií případů a kontrol. V této evrop-

⁶Krátkodobé dceřinné produkty, které nejsou vázány na jiné aerosoly.

⁷Z hlediska účinku na buňky tvořící epitel dýchacích cest je lepší mikrodozimetrický popis a místo dávky sledovat distribuce lineární nebo měrné energie. To je nad rozsah této práce.

⁸Lineární přenos energie

ské studii je vypočteno excesivní relativní riziko 8 %/100 (Bq/m^3) (95 % CI 3 - 16 %/100 (Bq/m^3)) [30, 31]. Podobnou studií je North American pooling study, v níž bylo shrnuto sedm studií případů a kontrol na severoamerickém kontinentu. Z těchto studií vychází excesivní relativní riziko 11 %/100 (Bq/m^3) (95 % CI 0 - 28 %/100 (Bq/m^3)) [32, 33].

Další epidemiologicky dokázané choroby způsobené radonem jsou leukémie a chronická lymfatická leukémie, ale pouze u horníků vystavených velmi vysokým koncentracím radonu [34]. Žádné jiné rakoviny, či choroby prokazatelně nevznikají v důsledku expozice radonem [3].

1.6 Metody měření objemové aktivity radonu

Metody měření objemové aktivity radonu se dělí na integrální a kontinuální. Integrální metody měří průměrné OAR za delší časový úsek. Kontinuální metody se snaží sledovat vývoj OAR v průběhu času. [3]

Integrální metody

K měření OAR lze využít například detektorů stop, konkrétně stop alfa částic. Materiál, ve kterém stopy vznikají je polymer například PADC (polyallyl diglycol carbonate) nebo LR-115 (nitrát celulózy). Tento citlivý materiál je typicky umístěn uvnitř difúzní komory, typicky obklopené filtrem. Když dojde k přeměně v blízkosti detekčního materiálu, je šance, že ho alfa částice zasáhne. Vznikne latentní stopa, která je chemickým (nebo elektro-chemickým) procesem zviditelněna. Počet stop je úměrný době měření a průměrnému OAR v průběhu měření.

Pro integrální měření OAR je možné využít detektor založený na adsorpci radonu na aktivním uhlí. Je umístěno na místo měření, zpravidla na 1 až 7 dní. Po ukončení měření se nechá ustálit radioaktivní rovnováha ve vzorku. Následně je změřena aktivita vzorku. Běžně se využívá počítání gama paprsků či měření alfa částic za využití kapalných scintilátorů.

Další možnost detekce radonu je založena na využití elektretových ionizačních komor. Elektret slouží pro vytvoření elektrického pole pro sběr náboje a zároveň jako paměťový prvek. Do citlivého objemu komory se dostává radon, jenž svou přeměnou ionizuje plyn. Ionty jsou sbírány a tím dochází ke snižování náboje uloženého v elektretu. Při vyhodnocení je změřen náboj uložený v elektretu. Pokles náboje v elektretu je úměrný průměrnému OAR a době měření.

Elektronická integrovaná zařízení (EID) fungují na podobném principu jako elektretové ionizační komory. Polovodičový prvek vytváří elektrické pole a sbírá z citlivého objemu náboj, který je v něm následně uložen. Velikost uloženého náboje je úměrná průměrnému OAR a době měření.

Kontinuální metody

Kontinuální monitory radonu umožňují odečíst OAR v průběhu měření a umožňují sledovat vývoj OAR v čase.

Je možné využít ionizační komory, do které vstupuje radon z okolí. Odezva od přeměn radonu a jeho dcer v ionizační komoře odpovídá OAR. Jiné metody jsou založeny na kontinuálním sběru krátkodobých dceřinných produktů a měření jejich aktivity. Běžně se používají filtrační metody, kde jsou dceřinné produkty zachyceny na filtru a následně je měřena aktivita zachycená na filtru. Další běžně používaná metoda je záchyt dceřinných produktů na detektor ionizujícího záření na základě elektrostatického sběru krátkodobých dceřinných produktů. Zachycená aktivita odpovídá OAR.

V této práci se zaměříme na kontinuální detektor radonu fungující na základě elektrostatického sběru dceřinných produktů radonu.

Kapitola 2

Sběr polonia - teorie a model

Simulace sběru polonia na základě elektrostatického pole bude zaměřena na ^{218}Po , dceřinný produkt ^{222}Rn pocházející z uranové řady. Na tento konkrétní radionuklid je zaměřené sestavené měřicí zařízení [7] (dále toto zařízení bude označováno EKPo – Elektrostatická Kolekce Polonia) a jeho nová verze, která bude designovaná za pomoci navržené simulace.

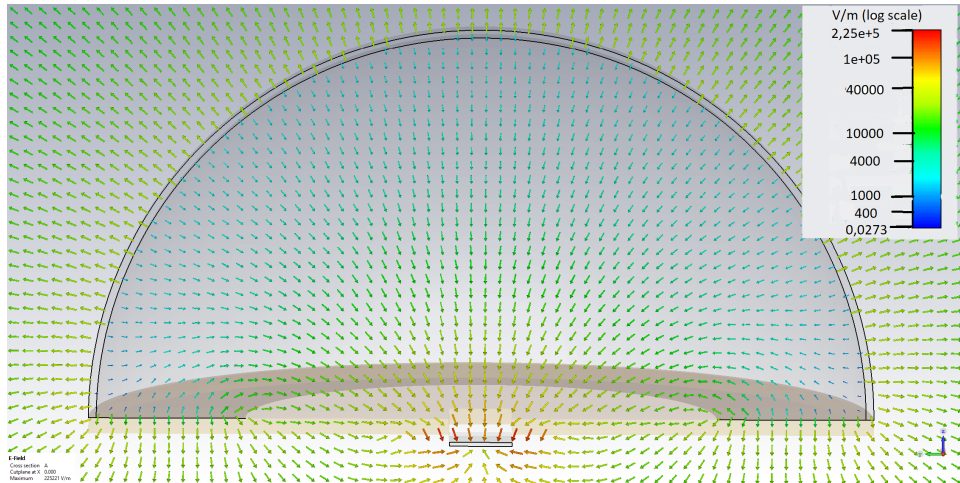
EKPo je zařízení složené ze dvou hlavních částí: plastové kostry uzavírající objem, z něhož bude pomocí elektrostatického pole sbíráno polonium (^{218}Po) a segmentovaného křemíkového detektoru, který má detekovat alfa částice emitované při přeměně polonia (^{218}Po). Na základě množství detekovaných alfa částic je vypočtena hodnota OAR.

Simulace bude snadno modifikovatelná. Změnou fyzikálních parametrů sbírané částice je možné simulovat sběr libovolné nabitě částice. Úpravou geometrie v úloze a přepočítáním elektrického pole lze model použít pro simulace sběru iontů v libovolné geometrii. Také je možné změnit lokace generování částic. Model využije symetrii navrhovaného zařízení a simulace bude probíhat ve 2D.

Při radioaktivní přeměně ^{222}Rn vzniká alfa částice s kinetickou energií 5,49 MeV a ^{218}Po s kinetickou energií 100 keV [35]. Ion polonia s touto energií se zastaví v desítkách μm vzduchu. Přibližně 88 % vzniklých atomů ^{218}Po nese kladný náboj [36, 37, 38] a pod vlivem elektrického pole budou migrovat k nejnižšímu potenciálu. Po nějakém čase, určeném poločasem přeměny $T_{1/2} = 3,071$ min, dojde k radioaktivní přeměně ^{218}Po a emisi alfa částice o kinetické energii 6,002 MeV.

Migrace částic bude mít dvě složky pohybu, již zmíněný pohyb nabitě částice v elektrickém poli (drift) a difúzi těchto částic. Obě složky pohybu budou záviset na vlastnostech nabitě částice a na atmosféře (jejím složením, tlaku, vlhkosti a teplotě), ve které pohyb bude probíhat.

Tato kapitola je zaměřena na popis jevů ovlivňujících sběr polonia uvnitř EKPo a na navržení modelu pro sestavení simulace.



Obrázek 2.1: Model EKPo se znázorněným elektrickým polem uvnitř [7].

2.1 Geometrie a symetrie

Geometrie měřicího zařízení definuje prostor, ve kterém bude simulace probíhat, a ovlivní interpretaci výsledků. Z počátku je práce zaměřena na variantu EKPo, zkonstruovanou v bakalářské práci [7], na níž tato práce navazuje.

EKPo se skládá z polovodičového stripového detektoru PH32v5 a konstrukce, která ohraničuje objem, ze kterého dochází ke sběru iontů ^{218}Po . Konstrukce má tvar polokoule (obr. 2.1) o vnitřním poloměru 5 cm, s uzavřenou základnou. Konstrukce byla vytisknuta na 3D tiskárně z materiálu PLA. Do kopule bylo vyvrtáno jedenáct otvorů pokrytých HEPA filtrem¹ a jeden otvor, kterým je vedený zdroj sběrného napětí a otvor je přelepen tavným lepidlem. Napětí je připojené na vnitřek kopule a na část základny (mezikruží o poloměrech 3 a 5 cm). Plochy, na které je napětí připojeno, jsou pokryty vodivým grafitovým lakem. Sensor detektoru je na straně mířící do objemu zařízení uzemněn (0 V) a na straně mířící ze zařízení je připojeno napětí -150 V. Pro účel sběru iontů by bylo lepší, aby nižší napětí mířilo do objemu, ze kterého jsou ionty sbírány, ale to konstrukce použitého detektoru nedovoluje.

V simulaci se využije téměř cylindrické geometrie a úloha bude řešena na řezu procházející hlavní osou (kolmá k podstavě, procházejícím jejím středem). Oblast, kde probíhá simulace, bude půlkruh s poloměrem definovaným popsáním měřicím zařízením. Sensor detektoru bude reprezentován úsečkou v základně polokruhu, jejíž poloha a velikost je definovaná senzorem v základně EKPo.

2.2 Elektrické pole

Elektrické pole vzniká mezi potenciály sběrného napětí (kladné), uzemněné vnitřní strany senzoru a záporného napětí na spodní straně senzoru (-150 V). Jeho tvar lze vidět na obr. 2.1. Pro simulaci budou vypočteny hodnoty intenzity elektrického

¹HEPA filtr by měl zabránit vstupu aerosolů a dceřinných produktů radonu do objemu měřicího zařízení.

pole na síti. Celá tato síť bude použita jako vstupní parametr simulace. Konkrétní tvar elektrického pole bude záviset na použitém sběrném napětí.

Důležitý je předpoklad, že uvnitř pole nevznikne tak velké množství iontů, které by ovlivnilo tvar elektrického pole a bude jej možné považovat za elektrostatické pole. Tento předpoklad bude pravděpodobně pro uvažované použití EKPo splněn (pro objemovou aktivitu radonu 0-1000 Bq/m³).

2.3 Pohyb

Pohyb iontu v atmosféře má dvě významné složky. První je pohyb vlivem elektrického pole, druhý je pohyb vlivem difúze. V modelu je předpokládána nezávislost obou složek pohybu.

2.3.1 Drift v elektrickém poli

Drift iontu je pohyb vzniklý v důsledku vlivu elektrické síly na iont a jeho interakce s atomy tvořící atmosféru. Rovnice popisující migraci je výsledkem vyrovnání sil odporu okolí a působení elektrického pole. Elektrické pole působí na nabitou částici silou

$$\mathbf{F}_E = q\mathbf{E}, \quad (2.1)$$

proti které působí odpor prostředí, popsáný Stokesovým zákonem

$$\mathbf{F}_D = \frac{3\pi\eta\mathbf{v}d}{C_c}. \quad (2.2)$$

kde q je náboj částice, \mathbf{E} je intenzita elektrického pole, d je průměr částice, η je dynamická viskozita plynu, \mathbf{v} je okamžitá rychlost částice a C_c je Cunnighamův korekční faktor (významný zejména pro malé částice). Porovnáním vztahů 2.1 a 2.2 získáme vztah pro ustálenou rychlost částice [28]

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mu\mathbf{E}, \\ \mu &= \frac{qC_c}{3\pi\eta d}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

kde μ je elektrická mobilita (pohyblivost) iontu v daném prostředí. Hodnota elektrické mobility závisí na tlaku, skrze Cunnighamův korekční faktor. Proto je někdy možné se setkat se vztahem [39]

$$\mathbf{v} = \frac{\mu\mathbf{E}}{p}, \quad (2.4)$$

který se snaží závislost na tlaku popsat (uvažuje konstantní μ).

Tento výsledek bude použit pro aproximaci pohybu iontu. Pro ²¹⁸Po se typicky uvádí pohyblivost pro běžný atmosférický tlak [40, 41] a tlak p se v rovnici 2.4 udává

relativně k tlaku atmosférickému. Za předpokladu konstantního atmosférického tlaku ($p = 1$) se vztah 2.3 zjednodušuje na

$$\frac{d\mathbf{x}}{dt} = \mathbf{E}(\mathbf{x})\mu. \quad (2.5)$$

Tento vztah bude řešen numerickou metodou, konkrétně metodou konečných diferencí. Nejjednodušší z těchto metod je metoda Eulerova. Ta řeší rovnici 2.5 v $n+1$ bodech pomocí rekurzivního vztahu

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i + \frac{d\mathbf{x}_i}{dt}\Delta t = \mathbf{x}_i + \mathbf{E}(\mathbf{x}_i)\mu\Delta t, \quad (2.6)$$

kde Δt je délka časového kroku v simulaci. \mathbf{x}_0 je počáteční podmínka diferenciální rovnice, konkrétně poloha iontu na počátku simulace.

Runge-Kuttova metoda 4. řádu

V simulaci bude k řešení rovnice 2.6 použita Runge-Kuttova metoda 4. řádu. Podobně jako v případě Eulerovy metody se jedná o řešení obyčejné diferenciální rovnice použitím diskretizace úlohy a Taylorova rozvoje. Runge-Kuttova metoda 4. řádu, na rozdíl od Eulerovy, využívá v každém kroku 4 informace o derivaci (polohy) místo jedné. Použití Runge-Kuttovy metody vede k větší přesnosti a stabilitě řešení diferenciální rovnice [42]. Rekurzivní vztah řešící rovnici 2.6 v $n+1$ bodech využívající RK metody 4. řádu je

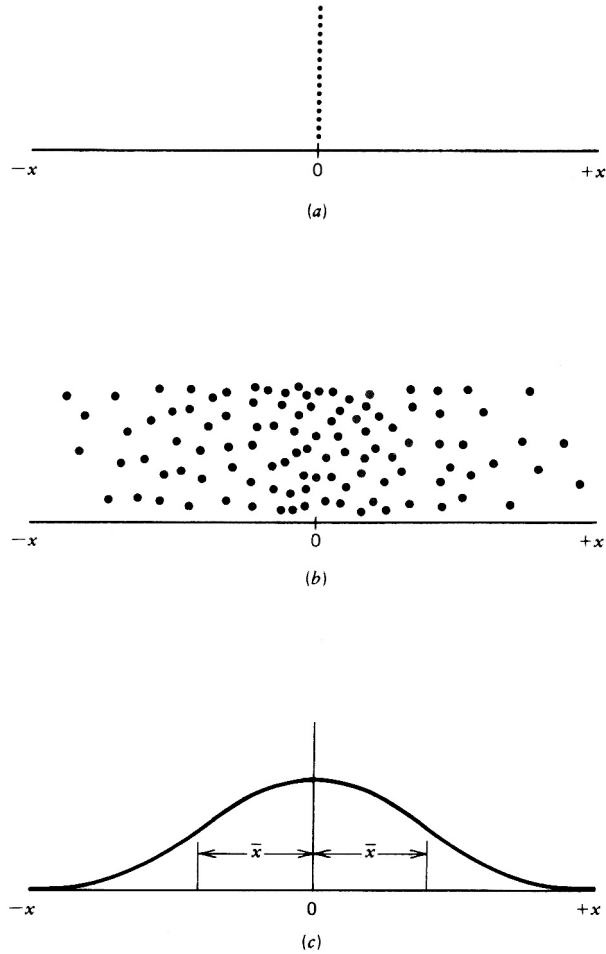
$$\begin{aligned} \mathbf{k}_1 &= \mathbf{E}(\mathbf{x}_i)\mu\Delta t, \\ \mathbf{k}_2 &= \mathbf{E}\left(\mathbf{x}_i + \frac{\mathbf{k}_1}{2}\right)\mu\Delta t, \\ \mathbf{k}_3 &= \mathbf{E}\left(\mathbf{x}_i + \frac{\mathbf{k}_2}{2}\right)\mu\Delta t, \\ \mathbf{k}_4 &= \mathbf{E}(\mathbf{x}_i + \mathbf{k}_3)\mu\Delta t, \\ \mathbf{x}_{i+1} &= \mathbf{x}_i + \frac{\mathbf{k}_1}{6} + \frac{\mathbf{k}_2}{3} + \frac{\mathbf{k}_3}{3} + \frac{\mathbf{k}_4}{6} = \mathbf{x}_i + \mathbf{K}(\mathbf{x}_i, \Delta t, \mu). \end{aligned} \quad (2.7)$$

2.3.2 Difúze

Pro běžné aerosoly za absence proudění vzduchu je difúze nejvýznamnější důvod jejich šíření. Difúze aerosolů je celkový pohyb aerosolů proti směru gradientu jejich koncentrace. Bez působení externích sil popisuje difúzi tok aerosolů J dle prvního Fickova zákona [28]:

$$J = -D \frac{dn}{dx}, \quad (2.8)$$

kde D je koeficient difúze a $\frac{dn}{dx}$ je gradient koncentrace aerosolu. Einstein [43] dokázal, že pohyb částice (aerosolu) lze považovat za pohyb obrovské molekuly plynu, kinetická energie takovéto částice je stejná jako kinetická energie molekul plynu,



Obrázek 2.2: Difúze v 1D. Na obrázku (a) je počáteční stav systému, kde se všechny částice nacházejí v počátku, na obrázku (b) je stav systému po uplynutí času t . Hustota částic v čase t je vyobrazena na obrázku (c), jedná se o normální distribuci [28]

ve kterých pohyb probíhá. Koeficient difúze lze vypočítat z Stokes-Einsteinovy rovnice [28]:

$$D = \frac{kTC_c}{3\pi\eta d}, \quad (2.9)$$

kde k je Boltzmanova konstanta, T je termodynamická teplota, C_c je Cunninghamův korekční faktor (také známý jako slip factor), η je viskozita a d je průměr kulové částice.

Výsledkem působení difúze na částice je změna jejich prostorové distribuce, koncentrace. V jednorozměrném případě (viz obr. 2.2), kde v čase 0 jsou všechny částice (n_0) v počátku (poloha $x = 0$), bude distribuce částic v čase t v prostoru popsána rovnicí [28]:

$$\frac{dn(x, t)}{n_0} = \frac{1}{(4\pi Dt)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx. \quad (2.10)$$

Tato rovnice je normální rozdělení se středem v nule a s rozptylem $\sigma = \sqrt{2Dt}$.

V simulaci, na rozdíl od předchozí části textu, budeme sledovat pouze jednu částici. Pohyb částice bude navržen tak, aby pro velké množství jednotlivých částic byla jejich společná distribuce byla ve shodě s rovnicí 2.10. V každém kroku simulace dráhy částice bude částice posunuta o náhodný (dvourozměrný) vektor \mathbf{y} , generovaný z normálního rozdělení se středem v nule a rozptylem ($\sigma = \sqrt{2D\Delta t}$). Δt je délka časového kroku simulace a použitý difúzní koeficient pochází z experimentálně měřených dat.

2.3.3 Celkový pohyb

Jak bylo řečeno, výsledný pohyb iontu v simulaci je složením driftu a difúze. V simulaci bude vztah pro celkový pohyb iontu kombinací vztahu 2.6 a náhodného vektoru \mathbf{y} generovaného dle rozdělení 2.10 a to tak, že posun difúzí bude aplikován v každém kroku simulace. Finální vztah pro pohyb iontu bude mít tvar

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_i + \mathbf{K}(\mathbf{x}_i, \Delta t, \mu) + \mathbf{y}(\Delta t, D). \quad (2.11)$$

V simulaci je použita Runge-Kutova metoda 4. řádu, která je reprezentována funkcí $\mathbf{K}(\mathbf{x}_i, \Delta t, \mu)$.

K aplikaci rovnice 2.11 je potřeba znát hodnotu dvou koeficientů. Pro pohyb iontu v elektrickém poli je nutné znát elektrickou mobilitu polonia. Mobilita iontů je silně závislá na konkrétním prostředí experimentu. Závisí na tlaku, vlhkosti, přítomnosti aerosolů, a složení atmosféry. V našem případě je tlak aproximován atmosférickým (při experimentu není nijak kontrolován a bude docházet k jeho fluktuacím). Při experimentech by měla být vlhkost stálá a nízká, k její problematice se vrátíme v dalších kapitolách. Použitá elektrická mobilita iontu $^{218}\text{Po}^+$ je $1,86 \pm 0,10 \text{ cm}^2/\text{sV}$ a iontu $^{218}\text{PoO}_2^+$ je $1,85 \pm 0,11 \text{ cm}^2/\text{sV}$ [40, 41]. V simulaci není odlišen iont polonia a jeho oxidu a je použita pouze hodnota $1,86 \text{ cm}^2/\text{sV}$. Vzhledem malému rozdílu v hodnotách pohyblivostí iontů nedojde v simulaci k velké chybě pro ionty oxidu polonia.

Difúzní koeficient má spoustu podobných závislostí jako elektrická mobilita iontů. Difúzní koeficient iontů polonia se typicky nachází v intervalu $0,03$ až $0,08 \text{ cm}^2/\text{s}$, a vykazuje silnou závislost na koncentraci NO_2 . Použitá hodnota difúzního koeficientu byla zvolena $0,04 \text{ cm}^2/\text{s}$ [41].

2.4 Vznik polonia a recoil

Polonium vzniká alfa přeměnou radonu. Pro účely simulace je potřeba diskutovat několik věcí: prostorovou distribuci polonia uvnitř sběrného objemu po jeho vzniku, vliv zpětného rázu po emisi alfa částice a zda-li bude částice nabitá.

88 % vzniklých částic polonia nese kladný náboj [36, 37, 38], zbylé částice jsou neutrální. V simulaci je tento jev zanedbán. Každá částice v simulaci bude mít kladný náboj. Reálně pomocí elektrostatičkého sběru bude možné sebrat maximálně 88 % vzniklých atomů ^{218}Po . Tento fakt bude potřeba uvažovat při vyhodnocení výsledků simulace a při porovnání s výsledky experimentů.

Neutrální polonium se může dostat na senzor a být detekováno. Z předchozích výsledků, kde bylo detekováno méně alfa přeměn na senzoru [7], než bylo očekáváno, bude depozice neutrálního polonia na senzor zanedbána. Navíc metoda použitá pro simulaci pohybu částic nebude vhodná pro simulaci pohybu neutrálních částic díky malé účinnosti.

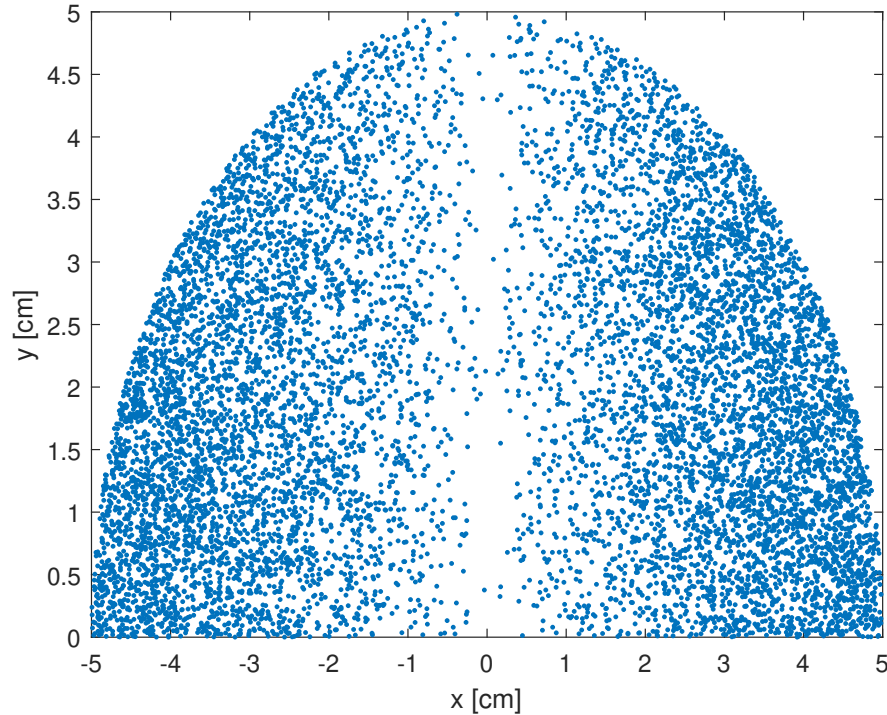
Radon bude ve sledovaném objemu rovnoměrně rozptýlen, a proto bude docházet k přeměnám a vzniku polonia rovnoměrně v objemu. Jediné, co může narušit jeho rovnoměrné rozmístění, je odraz polonia po přeměně. Uprostřed objemu bude pohyb v důsledku odrazu kompenzován tím, že se do stejného místa může dostat jiné polonium po jeho odrazu. Místo, kde tomu tak nebude, jsou kraje objemu ohraničeny pevnou stěnou. Maximální vzdálenost, do jaké je tento efekt možné pozorovat, bude diskutována v dalším odstavci. Tato vzdálenost je tak malá, že v simulaci bude ztráta částic v důsledku odrazu polonia na stěnu zanedbána. Počáteční polohy kationtů polonia budou generovány z rovnoměrného rozdělení pokrývající celý sledovaný objem ve 3D. Jak budou částice generovány v 2D reprezentaci objemu, bude popsáno v kapitole 2.4.

Po přeměně ^{222}Rn získá dceřinný atom ^{218}Po kinetickou energii 100 keV [35, 44]. Vliv tohoto jevu na prostorové rozdělení počátečních poloh byl již diskutován. V důsledku pohybu může polonium narazit do stěn okamžitě po jeho vzniku a dojde ke ztrátě potenciálního signálu. V atmosféře čistého dusíku je dosah iontů polonia 1 mm [44, 45]. Ve vzduchu byl pomocí SRIM vypočten dosah iontů polonia 77,2 μm (straggle 12,1 μm) [46], který byl použit pro uvedené úvahy. Díky malému dosahu iontů bude relativně malá pravděpodobnost toho, že iont narazí na stěnu a jev bude pravděpodobně zanedbatelný. Nebude implementovaný do simulace, ale jednoduchým výpočtem lze odhadnout maximální vliv. Objem, z něhož může částice vlivem počáteční kinetické energie narazit na stěnu, tvoří pouze 0,46 % celkového objemu zařízení. Navíc z tohoto objemu neztratíme vlivem počáteční kinetické energie více než 50 % iontů.

2.4.1 Přejchod ze 3D do 2D

Při přechodu z trojrozměrného rovnoměrného rozdělení do dvojrozměrného za využití cylindrické symetrie nelze použít dvojrozměrné rovnoměrné rozdělení. Pro polohu částice uvnitř našeho degenerovaného prostoru je důležitá vzdálenost od osy symetrie (x) a výška (y). Aby byl přechod z 3D do 2D korektní, bude na počátku simulace vygenerována poloha částice ve 3D souřadnicích k, l a m : osy k a l rovnoběžné s podstavou polokoule a osa m kolmá na podstavu. Pro zjednodušení je počátek obou souřadných systémů ve středu podstavy a polokoule se nachází v kladném směru os y a m .

Polokoule bude ohraničena kvádrem o rozměrech $10 \times 10 \times 5 \text{ cm}^3$ a uvnitř tohoto objemu budou generovány souřadnice k, l a m z rovnoměrných rozdělení. Pak bude ověřeno, zda-li je bod uvnitř polokoule. Pokud bod není uvnitř polokoule, je zahozen a je vygenerována nová poloha. Pokud je uvnitř, bude převeden do zjednodušeného fázového prostoru. Souřadnice m odpovídá výšce y bez potřeby transformace. Vzdálenost od osy rotace x získáme pomocí vztahu $x = \text{sgn}(k)\sqrt{k^2 + l^2}$. Funkce signum (sgn) zajišťuje možnost generování částic v záporné části osy x .



Obrázek 2.3: Ukázka rovnoměrného 3D rozdělení po převedení do 2D prostoru použitého v modelu.

Popsaným postupem získáme rozdělení reprezentativní rovnoměrně generovaných částic ve 3D. Ukázka generovaných částic tímto algoritmem je na obr. 2.3.

2.5 Ukončení simulace

2.5.1 Náraz a sběr

Pokud iont během pohybu narazí na kraj sledovaného objemu, bude iont považovaný za permanentně zachycený. Náraz iontu na hranice objemu bude jedním z možných konců simulace. Částice může narazit do stěn kopule, pokud difúze překoná elektrické pole, které iont odpuzuje. Nebo částice může narazit na základnu polokoule, zejména v důsledku elektrického pole směřující do míst, kde není senzor. Náraz iontu na kraj objemu má stejný výsledek a to ten, že se iont nemůže pohybovat a proto již nemůže být detekován. Pokud tedy iont narazí na kraj objemu v místě, kde není senzor, simulace bude ukončena a bude zaznamenáno, že iont narazil do stěny.

Částice také může narazit na senzor, podobně jako na místa základny, kde senzor není, v důsledku tvaru elektrického pole, nebo difúze. Pokud částice narazí na senzor, simulace bude ukončena a bude zaznamenáno, že částice byla sebrána.

2.5.2 Radioaktivní přeměna

Pokud dojde k přeměně ^{218}Po před dopadem na senzor, tak nebude detekována alfa částice emitovaná při přeměně ^{218}Po . Teoreticky je možný sběr ^{214}Po , ale EKPo bude spektrometricky (primárně) vyhledávat signál z alfa částic emitovaných ^{218}Po . Pokud dojde k přeměně ^{218}Po před dopadnutím na senzor, bude ztracen potenciální signál. V simulaci bude přeměna ^{218}Po brána jako konec výpočtu.

Přeměna ^{218}Po , bude do simulace implementována tak, že na začátku simulace bude z exponenciálního rozdělení (určené poločasem přeměny ^{218}Po) vygenerována maximální délka simulace. Pokud simulace dosáhne posledního kroku, bude ukončena a bude proveden záznam o přeměně iontu ^{218}Po .

2.5.3 Neutralizace

Pokud dojde k neutralizaci iontu před jeho sebráním, tak se z něj stane neutrální iont. Neutralizované ionty polonia, stejně jako polonium, které vznikne neutrální při přeměně radonu, mohou na senzor dopadnout v důsledku difúze. Jak již bylo zmíněno, neutrální ionty simulace neřeší.

Neutralizace iontů polonia probíhá třemi hlavními cestami [7]. První je rekombinace s malými ionty, tj. rekombinace s ionty, které vzniknou v důsledku termalizace polonia a alfa částice po přeměně radonu [47]. Rychlost neutralizace touto cestou je úměrná koncentraci záporných iontů, která je úměrná koncentraci radonu. Bylo dokázáno, že rychlost neutralizace je dána vztahem [35, 41]:

$$R = A\sqrt{C_{\text{Rn}}\tau/\alpha} = AC^- = a\sqrt{C_{\text{Rn}}} + b, \quad (2.12)$$

kde τ je konstanta určující množství vznikajících malých iontů a α je konstanta popisující rekombinaci kladných a záporných malých iontů, C_{Rn} je koncentrace radonu (atom/cm^3), celý člen s odmocninou popisuje koncentraci záporných iontů C^- . A je konstanta popisující vztah mezi koncentrací záporných iontů a rychlostí neutralizace. Poslední ze tří vztahů 2.12 se používal při vyhodnocování měření v člancích [35, 41], kde nenulovost faktoru b poukazuje na vliv jevů, které nebyly popsány. Například zachytávání malých iontů na stěny experimentálních zařízení, a proto lze pozorovat závislost na tvaru experimentálního zařízení [47]. Dle použitého plynu a koncentrace radonu se mohou reálně naměřené rychlosti neutralizací od těch předpovězených uvedeným vztahem lišit, např. nasycením rychlosti neutralizace. Jako příklad jsou uvedeny naměřené hodnoty parametrů v čistém dusíku: $\alpha = 1,4 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$, $\tau = 0,4194 \text{ s}^{-1}$ a $A = 3 \times 10^{-5}$ [41]. Rychlost rekombinace v čistém dusíku v důsledku rekombinace s malými ionty je při objemové aktivitě radonu $100 \text{ Bq}/\text{m}^3$ $0,12 \text{ s}^{-1}$.

Další možný mechanismus neutralizace je elektronový sběr (scavenging). Při tomto jevu dochází k srážce ^{218}Po se záporným iontem (např. OH^-) a přechodu elektronu na ^{218}Po . K elektronovému sběru dochází například za přítomnosti vodní páry (H_2O) nebo oxidu dusičitého (NO_2) a rychlost neutralizace závisí zejména na jejich koncentracích. Podobně jako u předchozího mechanismu, rychlost neutralizace roste s odmocninou z koncentrace příslušné látky [41]. Pro vzdušnou vlhkost lze použít

vztahy [48], které popisují rychlost neutralizace:

$$\begin{aligned} R_{\text{H}_2\text{O}} &= 1,14\sqrt{C_{\text{H}_2\text{O}}} && \text{pro } C_{\text{H}_2\text{O}} \leq 1800 \text{ ppm}, \\ R_{\text{H}_2\text{O}} &= 47,9 && \text{pro } C_{\text{H}_2\text{O}} > 1800 \text{ ppm}, \end{aligned} \quad (2.13)$$

kde $R_{\text{H}_2\text{O}}$ je rychlost neutralizace v s^{-1} a $C_{\text{H}_2\text{O}}$ je koncentrace vodních atomů v ppm. 1800 ppm je odhadem 12,4 % relativní vlhkosti (20 °C, 1 atm). A proto lze rychlost neutralizace v běžných vnitřních prostorech aproximovat konstantní rychlostí neutralizace $R_{\text{H}_2\text{O}} = 47,9 \pm 1,1 \text{ s}^{-1}$.

Třetím mechanismem neutralizace je elektronový přesun. Dojde k přenesení kladného náboje z iontu polonia (resp. iontu PoO_2^+) na molekulu s nižším ionizačním potenciálem. Pro vznik iontu PoO_2^+ je potřeba přítomnosti kyslíku v atmosféře. Ion PoO_2^+ má ionizační potenciál v rozmezí 10,35 eV a 10,53 eV [49], který je vyšší, než např. ionizační potenciál NO_2 (9,79 eV). Rychlost této ionizace je úměrná počtu srážek mezi PoO_2^+ a NO_2 , které závisí na jejich koncentraci, poloměrech a střední rychlosti NO_2 [41]. Konkrétně pro NO_2 lze rychlost neutralizace aproximovat vztahem [48]:

$$R_{\text{NO}_2} = 1,15C_{\text{NO}_2}, \quad (2.14)$$

kde R_{NO_2} je rychlost neutralizace v s^{-1} a C_{NO_2} je koncentrace NO_2 v ppb. V Praze 1, kde probíhal experiment [7], je podle dat ČHMÚ [50] průměrná koncentrace NO_2 $16,7 \pm 4,9$ ppb (průměrná hodnota v roce 2018). Průměrná koncentrace NO_2 odpovídá rychlosti neutralizace $R_{\text{NO}_2} = 19,2 \pm 5,6 \text{ s}^{-1}$.

Elektronový sběr a elektronový přesun mají za běžných podmínek větší podíl na neutralizaci [41] než neutralizace malými ionty. To lze vidět na uvedených příkladech rychlostí neutralizace výše. Elektronový sběr i elektronový přesun jsou více závislé na složení prostředí (vzdušná vlhkost, přítomnost NO_2 atd.), ve kterém k neutralizaci dochází.

Celková neutralizační rychlost bude součtem dílčích neutralizačních rychlostí. Z výše uvedených odhadů vychází, že rychlost neutralizace je za běžných podmínek přibližně $R_c = 64,8 \pm 5,7 \text{ s}^{-1}$. Popis neutralizace je platný pro slabá elektrická pole (s malým gradientem), v nichž probíhaly experimenty, ze kterých byly určeny parametry pro výpočet rychlosti neutralizace. Elektrické pole použité v EKPo bude ovlivňovat koncentrace iontů zprostředkovávajících neutralizaci, tedy i rychlost neutralizace.

Neutralizace bude v samotné simulaci zanedbána, i když bude mít nezanedbatelný vliv na výsledky reálných experimentů. Dva hlavní důvody zanedbání jsou nepopsaný vliv silného elektrického pole na neutralizaci a velká závislost na složení atmosféry, koncentraci radonu, tvaru nádoby a dalších parametrech. Pro neutralizaci bude potřeba stanovit korekční faktor, který by byl určen experimentálně.

Neutralizace nebude použita jako jeden z mechanismů pro ukončení simulace, přestože při ní dojde k ukončení života iontu polonia.

2.6 Shrnutí

Nyní bude krátce shrnuta struktura algoritmu, který bude řídit simulaci.

Je definován objem, ve kterém simulace probíhá, tj. 2D hranice polokoule a poloha senzoru. Ke geometrii bude dodán tvar elektrického pole, textový soubor ve kterém bude popsáno vektorové pole uvnitř sledované geometrie. Následně bude zvolen počet simulovaných iontů.

Uvnitř objemu na počátku simulace bude vygenerována počáteční poloha iontu (náhodně vybrána z rovnoměrného rozdělení ve 3D a transformována do 2D) a bude určena doba, za jakou dojde k přeměně ^{218}Po z exponenciálního rozdělení (definovaného pomocí poločasu přeměny). Čas bude přepočten na maximální počet kroků v simulaci.

Následně je pomocí rovnice 2.11 vygenerována cesta iontu v definovaném objemu. Tato rovnice je kombinace numerického řešení rovnice 2.5 a náhodného pohybu reprezentujícím difúzi. Simulace je, pokud ukončena pokud iont opustí sledovaný objem (pak bude vyhodnoceno, zda-li iont dopadl na senzor, nebo ztracen na necitlivých stěnách) nebo dojde k přeměně ^{218}Po , tj. výpočet dosáhne maximálního počtu kroků.

2.7 Poznámky ke kódu

V této sekci budou zmíněny informace o konkrétní implementaci. Simulace byla napsána v prostředí MATLAB [51].

Částice je reprezentována objektem, který si pamatuje celou vlastní historii. Díky tomu lze ze života částice získat mnoho různých informací. Je možné vykreslit její dráhu, zjistit dobu života, místo vzniku a zániku částic. Z důvodu náročnosti na paměť nelze uchovat všechny částice (objekty) a je potřeba je mazat. Aby byla zkrácena doba výpočtu, je v kódu použit cyklus `parfor`, což je `for` cyklus, který paralelizuje jednotlivé iterace cyklu. Paralelizovány jsou výpočty jednotlivých částic. Jak probíhá simulace jedné částice je podrobně rozebráno v této kapitole. V primární části výpočtu bylo ze života částice uloženo pouze několik informací: počátek, konec, doba života a způsob ukončení simulace jejího života.

Za účelem ušetření výpočetního času je hodnota elektrického pole (v jednom kroku simulace, se na ni dotazujeme 4-krát) zjištěna z nejbližšího uzlu, na kterém je hodnota známa. Alternativou je tuto hodnotu interpolovat z jejího okolí. Alternativa není použita vzhledem k dlouhému času výpočtu i s jednoduchou aproximací.

Většina výpočtů, které jsou prezentovány v další kapitole, je vypočtena na serverech Metacentra s výjimkou ukázky pohybu několika iontů, které jsou provedeny na osobním počítači. Simulace 10 000 částic trvá průměrně 4,8 CPUhodin. Čím menší je použité sběrné napětí, tím déle běží simulace.

Kapitola 3

Sběr polonia - výsledky simulací

V této kapitole se zaměříme na analýzu výsledků simulace popsané v druhé kapitole. Nejprve je studována původní geometrie EKPo. Následně je navržena nová varianta EKPo 2 a jsou zkoumány její vlastnosti.

3.1 Analýza vlastností EKPo

Jedná se o geometrii EKPo, použité v bakalářské práci [7]. V sérii simulací se zaměříme zejména na vliv sběrného napětí na chování iontu uvnitř objemu EKPo. Byly zvoleny dvě hustoty elektrického pole, pro odhadnutí vlivu diskretizace: Husté pole s velikostí kroku $(3 \times 2,5) \cdot 10^{-4}$ m a méně husté pole s velikostí kroku $(6 \times 5) \cdot 10^{-4}$ m, formát kroku je $x_{\text{step}} \times y_{\text{step}}$. Rozdíl bude ukázán pouze na veličině účinnost sběru iontů, jinde nebyl viditelný rozdíl pozorován.

3.1.1 Pohyb iontů

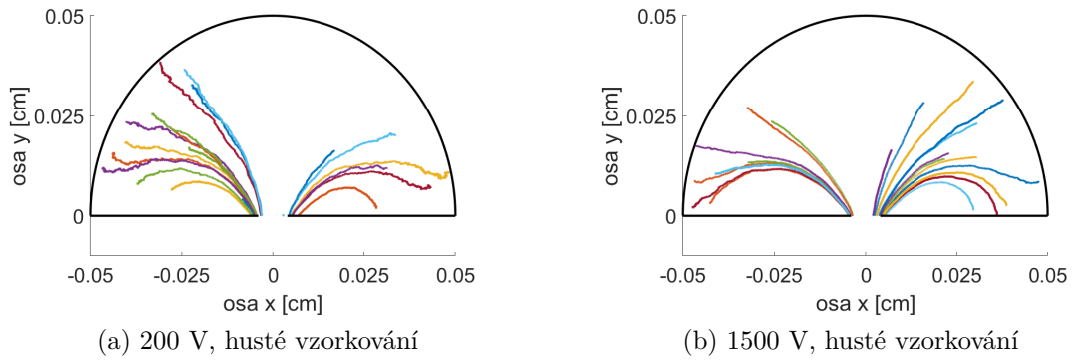
Nejdříve jsou ukázány dráhy částic. Díky tomu je ověřeno, zda ionty vykazují očekávané chování. Zároveň získáme představu o tvaru drah částic které jsou či naopak nejsou sebrány. Pro ukázkou je vygenerováno 20 částic.

Na obr. 3.1 je znázorněn příklad těchto drah. Lze pozorovat, že částice v poli tvořeném menším sběrným napětím (obr. 3.1a) podléhají více vlivu difúzního pohybu. Pro částice na obr. 3.1b s vyšším sběrným napětím je znázorněno, že difúzní část pohybu je potlačena.

Na těchto několika částicích si můžeme všimnout, že nezanedbatelná část drah částic dopadá na základnu v okolí detektoru a je ztracena. To je způsobeno tím, že intenzita elektrického pole v okolí senzoru směřuje skrze základnu a nepřitahuje částice na povrch senzoru.

3.1.2 Čas sebrání iontu

Čas sebrání iontu je čas od počátku simulace dráhy částice do konce simulace její dráhy, nejedná se nutně o změnu vlastnosti iontu (neutralizace, přeměna). V ideál-

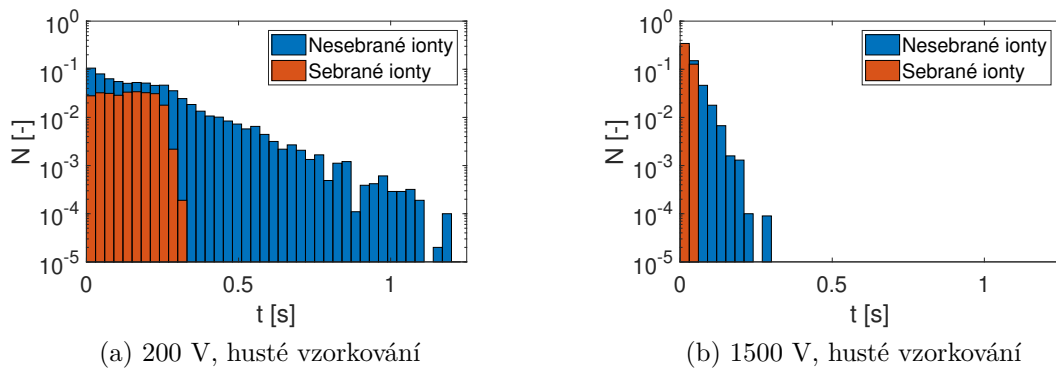


Obrázek 3.1: Dráhy 20-ti simulovaných částic při různých sběrných napětích. Částice jsou obarveny pouze z ilustračních důvodů.

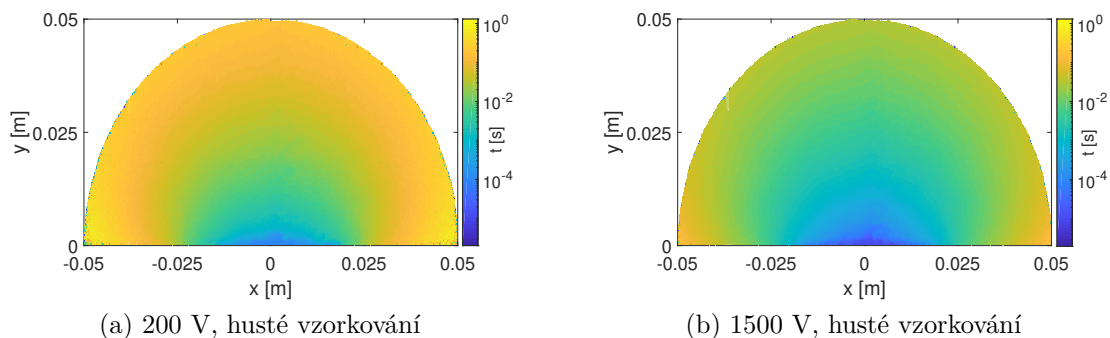
ním případě je sběr iontů co nejkratší, aby byl omezen vliv radioaktivní přeměny a neutralizace. Čas sebrání iontu neobsahuje žádnou informaci o tom, zda-li částice dopadla na senzor (byla sebrána), či na stěnu (a byla ztracena). Ale pro odstranění vlivu nesebraných částic jsou data rozdělena na sebrané a nesebrané.

Časy sebrání iontu lze vidět v histogramech na obrázcích 3.2. Částice, které byly sebrány a které dopadly na dno, mají podobný tvar. Avšak sebrané částice mají ostrý spád kolem určitého času sebrání iontu. To pravděpodobně souvisí s konečností objemu (poloměru), což lze lépe vidět na obr. 3.3.

Grafy (obr. 3.3) znázorňují, že čas sebrání iontu závisí na počátku dráhy částice s výjimkou částic, které vznikají blízko stěn a zachytávají se na stěny. Čas sebrání iontu roste téměř exponenciálně se vzdáleností od senzoru. Pro nízké sběrné napětí lze vidět, že v blízkosti stěn jsou ionty, jejichž doba sběru trvá déle než sekundu. Většina iontů je sebrána ve velice krátkém čase. Pro sběrné napětí 1500 V je 99 % částic sebráno do 0,045 s.



Obrázek 3.2: Histogramy času sebrání iontu pro různá sběrná napětí a hustoty vzorkování elektrického pole.



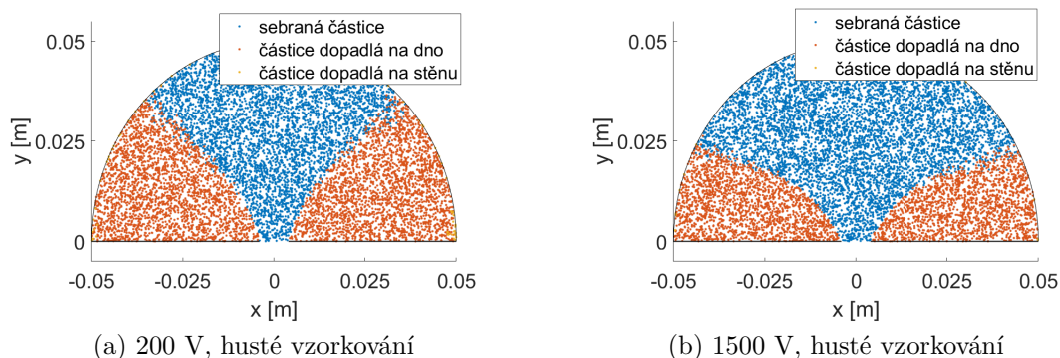
Obrázek 3.3: Vizualizace času sebrání iontu v závislosti na počáteční poloze pro různá sběrná napětí a různou hustotou vzorkování elektrického pole.

3.1.3 Závislost místa dopadu na místě vzniku iontu

Na grafech na obr. 3.4 je grafické vyobrazení sebraných a nesebraných částic v závislosti na počáteční poloze při různých použitých sběrných napětích. Při větším sběrném napětí jsou částice sebrány z většího objemu. Tvar a poloha objemů, ze kterých jsou ionty sbírány, jsou využity pro návrh nového designu.

Zároveň je možné sledovat, že vlivem difúze nejsou oblasti, ze kterých jsou a nejsou částice sebrány, ostře rozděleny. Mezi těmito oblastmi je hranice, ze které jsou některé částice sebrány a některé ne. Tato oblast je širší v blízkosti stěn, naopak v blízkosti senzoru takovou oblast téměř nelze pozorovat.

Velikost objemu, ze kterého jsou ionty sebrány, roste se sběrným napětím. Díky iontům dopadajícím na dno v okolí senzoru bude v této geometrii maximální účinnost relativně nízká. Z praktických důvodů používat vysoká sběrná napětí (1000 V a více) není vhodné či možné (pro experimenty v bakalářské práci [7] bylo maximální použitelné sběrné napětí 1100 V, limit zdroje napětí).



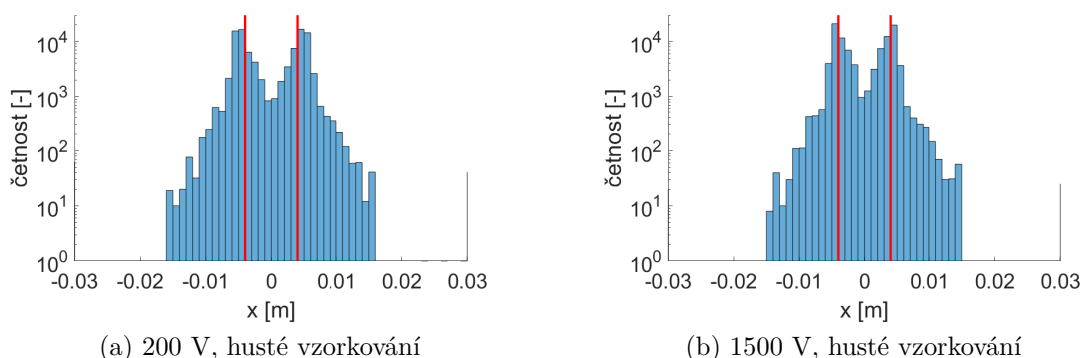
Obrázek 3.4: Závislost místa dopadu na místě vzniku iontu pro různá sběrná napětí a různé hustoty vzorkování elektrického pole.

3.1.4 Místo dopadu iontů

Další informace, která nás ze simulace zajímá je místo dopadu částic. Protože na stěny v simulacích dopadá minimální množství iontů, analýza se zaměřuje pouze na částice dopadající na dno. Místa dopadů iontů jsou znázorněna na histogramech na obr. 3.5.

Lze vidět, že pro obě vyobrazená sběrná napětí se místa s maximálním množstvím dopadlých iontů nachází mimo senzor, což je velká vada původního designu zařízení EKPo. Lze pozorovat, že v obou případech se se vzdáleností od senzoru množství dopadlých iontů rychle snižuje. Na kraje senzoru dopadá největší množství částic. Na střed senzoru dopadá řádově méně částic než na jeho kraje. Na velkou část dna ionty nedopadají, což je očekávaný výsledek, vycházející přímo z konstrukce EKPo.

Velké množství částic dopadajících mimo senzor je způsobeno tím, že křemíkový senzor má na odvrácené straně napětí -150 V (na straně mířící do objemu 0 V). To deformuje pole v blízkosti senzoru tak, že na krajích senzoru pole směřuje kolem senzoru. Druhým důvodem je umístění senzoru lehce pod dnem, což by i pro případ, kdyby uzemnění bylo připojené na vnější straně, způsobovalo to, že by elektrické pole v blízkosti senzoru směřovalo skrze dno. Sběrné napětí připojené na grafitový lak na dně nestačí pro odstranění tohoto jevu v celém simulovaném rozsahu (od 200 V do 4000 V). Oba tyto problémy jsou důsledkem použitého detektoru. Strana senzoru, na které je připojené BIAS napětí, není přístupná pro použití a konstrukce připojující křemíkový senzor k chipu PH32, neumožňuje umístění senzoru do roviny dna.



Obrázek 3.5: Vyobrazení distribuce míst dopadu iontů na dno sledovaného objemu při různých sběrných napětích. Poloha senzoru je vyobrazena červenou čarou.

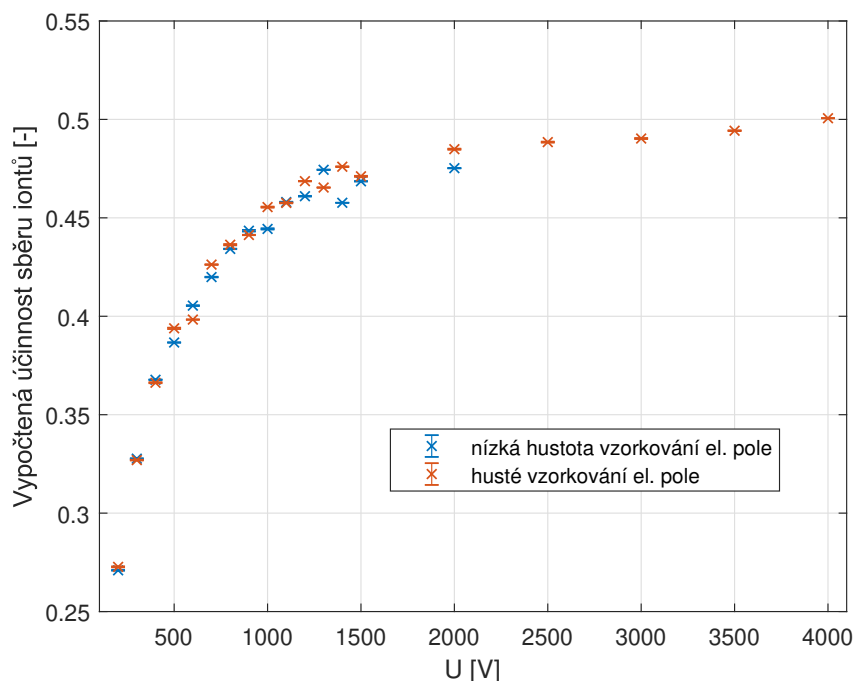
3.1.5 Účinnost sběru iontů

Hlavním výsledkem vytvořené simulace je odhad účinnosti sběrů iontů polonia. Účinnost sběru iontů je z výsledků simulace vypočtena jako poměr počtu částic dopadlých na senzor a počet generovaných částic. Účinnost sběru, definovaná v této práci, nezapočítává množství kladně nabitých částic a množství neutralizovaných částic, ale obsahuje informaci o radioaktivní přeměně, která je v modelu uvažována.

Závislost účinnosti sběru iontů na sběrném napětí v geometrii EKPo je vidět na obr. 3.6. Na grafu si lze všimnout, že účinnost sběru iontů relativně rychle roste

u nízkých napětí. Z dat lze odhadnout, že pro vysoká napětí by funkce popisující účinnost sběru iontů mohla konvergovat k maximu (které je přibližně 0,5). Další navyšování sběrného napětí nad 1000 V má velmi malý vliv na účinnost sběru. Prosté zvyšování sběrného napětí není vhodnou volbou pro zvýšení účinnosti sběru.

Na grafu (obr. 3.6) je znázorněno, že hustota vzorkování elektrického pole má malý vliv na hodnotu účinnosti sběru. V těchto rozdílech nelze vidět vztah. Hustota vzorkování elektrického pole má zanedbatelný vliv na výsledky simulace. Pro simulovaná sběrná napětí je rozdíl v účinnosti sběru iontů v důsledku změny hustoty vzorkování elektrického pole menší než 2 %.



Obrázek 3.6: Simulovaná závislost účinnosti sběru iontů v citlivém objemu na použitém sběrném napětí.

3.2 Simulace - design nové geometrie

Jak bylo ukázáno, původní design EKPo (dále pouze EKPo) nedokáže využít celý objem uvnitř polokoule. Pokusíme se najít úpravu geometrie zařízení, která by mohla zvýšit účinnost sběru iontů. Nový design je v textu nazýván EKPo 2, popřípadě EKPo 2 (úhel), kde úhel je číselný údaj. Význam parametru úhel je vysvětlen v kapitole 3.2.1.

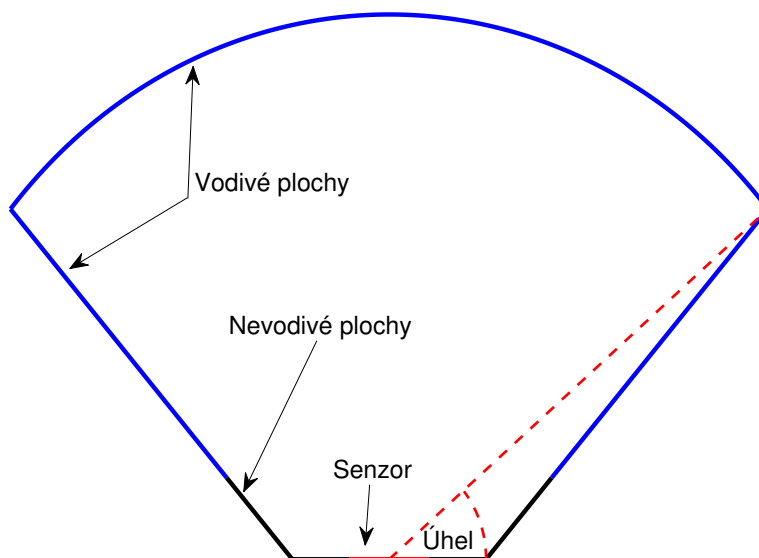
3.2.1 Návrh nové geometrie

V nové geometrii jsou provedeny dvě úpravy pro zmenšení objemu, ze kterého nejsou ionty sbírány. První úpravou je rozšíření vodivé vrstvy grafitu nanesené

v EKPo. Druhou zásadní úpravou je umístění křemíkového senzoru do roviny podstavy polokoule. Tyto dvě úpravy by měli snížit množství částic dopadajících na dno v blízkosti senzoru.

Další uvažovanou úpravou je zavedení sklonu dna. Navrhovaný vzhled nového dna je možné vidět na obr. 3.7, kde jsou plnou čarou ukázány skutečné stěny, čárkovanou čarou jsou pomocné spojnice, barevně jsou odlišeny různé povrchy. Je zde také vyznačen úhel definující konkrétní geometrii. Tento úhel je měněn v rozsahu 0° až 40° a je sledován jeho vliv na účinnost sběru. Objem, o který je geometrie zmenšena, pokud úhel není 0° , byl v původní geometrii EKPo nevyužitý, tedy nebyla z něj dle simulace sebrána většina částic. Skloněné roviny se na plochu část dna napojují ve vzdálenosti 0,01 m, což je více než polovina uhlopříčky senzoru¹.

Vodivý lak je nanesen na nakloněné roviny ve vzdálenosti 0,01 m od jejich napojení na dno. Pro úhel 0° by vodivý lak byl na dnu nanesen v mezikruží o vnitřním poloměru 0,02 m a vnějším poloměru 0,05 m. Na obr. 3.7 je tato plocha označena modrou barvou. Poslední změnou je změna napětí na odvrácené straně křemíkového senzoru na -100 V.



Obrázek 3.7: Schéma geometrie EKPo 2 (úhel). Použitý úhel je pro ilustrační účely největší uvažovaný (40°). Čárkované čáry jsou pouze pomocné pro vyznačení polohy úhlu. Plochy znázorněny plnou čarou jsou reálné hranice sběrného objemu. Barevný kód určuje, zda-li je plocha vodivá (modře), nevodivá (černě) nebo se jedná o křemíkový sensor (červeně).

3.2.2 Nastavení simulací

Kromě změny geometrie zařízení bylo změněno i vzorkování elektrického pole. Místo asymetrické velikosti kroků použitých v původní sérii simulací je použita ve-

¹Aby bylo možné umístit sensor do roviny dna.

likost kroku $2 \cdot 10^{-4}$ m v ose x i ose y. Tato změna byla provedena v rámci změny exportu elektrického pole. Místo exportu v definovaném počtu bodů (husté pole bylo 1000×1000 bodů²), dochází k exportu pole s definovanou velikostí kroku.

Z diagnostických důvodů je simulována i stará geometrie EKPo, pouze s rozšířenou grafitovou vrstvou do nových rozměrů (mezikruží 0,02 až 0,05 m).

Pro všechny simulace provedené v této sekci bylo při generování elektrického pole použité sběrné napětí 1000 V, což je napětí, které je použito v nové variantě EKPo (a bylo použito ve většině experimentů v bakalářské práci [7]).

V každé simulaci bylo generováno 100 000 částic, stejně jako v simulacích studující starý design.

3.2.3 Výsledky simulací

Nejprve byly provedeny simulace EKPo 2. Zajímavé jsou zejména polohy, ze kterých jsou ionty sbírány a kam ionty dopadají.

Při pohledu na grafy na obr. 3.8 můžeme vidět, že nová geometrie EKPo 2 je výrazně lepší než původní EKPo. Nejvíce překvapivá je varianta EKPo 2 (0°) na obr. 3.8a. Částice jsou sbírány i z míst, kde je nízká intenzita elektrického pole (kontakt podstavy a kopule). Na grafech na obr. 3.8b a obr. 3.8d lze vidět, že maxima dopadů částic jsou posunuty na senzor.

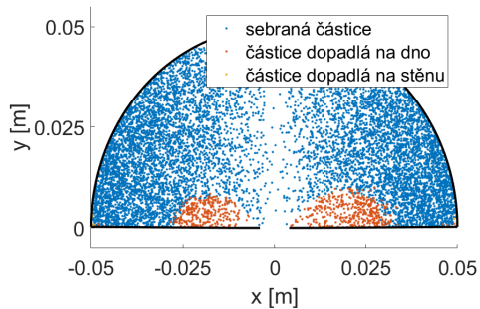
Nejdůležitějším parametrem zůstává účinnost sběru iontů vykreslená na grafu na obr. 3.9. Grafy na obr. 3.8 znázorňují velmi vysokou účinnost sběru iontů (více než 90 %). Významný je výsledek pro EKPo 2 (0°), kde účinnost sběru je $(92,68 \pm 0,02)$ %. Pro sběrné napětí 1000 V byla účinnost sběru iontů v geometrii EKPo pouhých $(44,44 \pm 0,02)$ %. Největší účinnosti dosahuje varianta EKPo 2 (25°) a to účinnosti sběru iontů $96,33 \pm 0,02$ %.

Na grafech na obr. 3.8e a 3.8f jsou výsledky simulace, kde byl senzor umístěn na stejné místo jako v designu EKPo a vodivý lak nanesen jako ve variantě EKPo 2 (0°). Částice nejsou podobně jako ve variantě EKPo sbírány z kraje zařízení a většina částic dopadá mimo senzor. Účinnost sběru je určena $(43,92 \pm 0,02)$ %. To odpovídá výsledkům neupravené varianty EKPo a lze vidět, že zásadní úpravou je posunutí křemíkového senzoru do roviny dna zařízení.

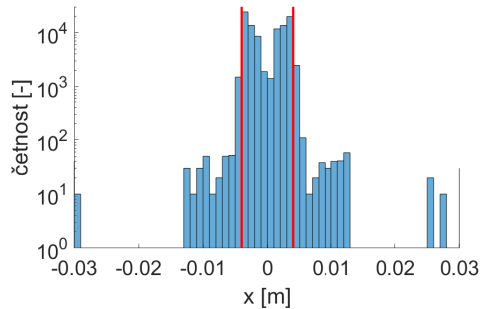
3.3 Simulace – vliv hodnot koeficientů

Koeficient elektrické mobility (pohyblivosti) a difúzní koeficient jsou důležité pro popis pohybu iontu v simulaci. Z důvodu neurčitosti stanovení těchto koeficientů a možnosti jejich závislosti na podmínkách prostředí (například vlhkost) je v této kapitole sledován jejich vliv na výsledky simulace. Je sledován jejich vliv ve staré geometrii EKPo a v nové EKPo 2 (0°). Rozsah simulované elektrické mobility byl $1,50 \text{ cm}^2/\text{sV}$ až $2,20 \text{ cm}^2/\text{sV}$ (krok 0,05), difúzní koeficient je $0,04 \text{ cm}^2/\text{s}$. Použité

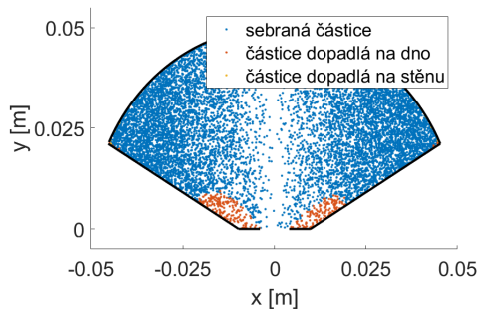
²Exportovaná oblast byla větší než zařízení EKPo z důvodu definice okrajových podmínek, při simulacích intenzit elektrického pole



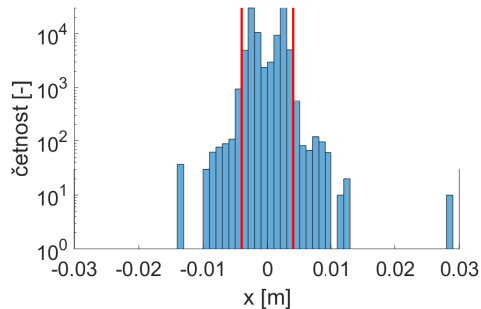
(a) EKPo 2 (0°), počáteční polohy částic



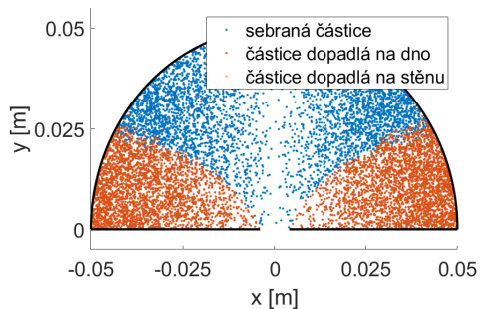
(b) EKPo 2 (0°), místo dopadu



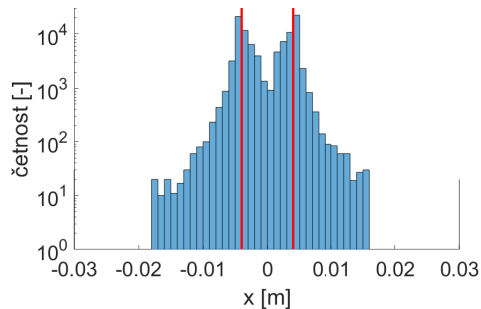
(c) EKPo 2 (25°), počáteční polohy částic



(d) EKPo 2 (25°), místo dopadu



(e) EKPo s rozšířeným graf. lakem, počáteční polohy částic



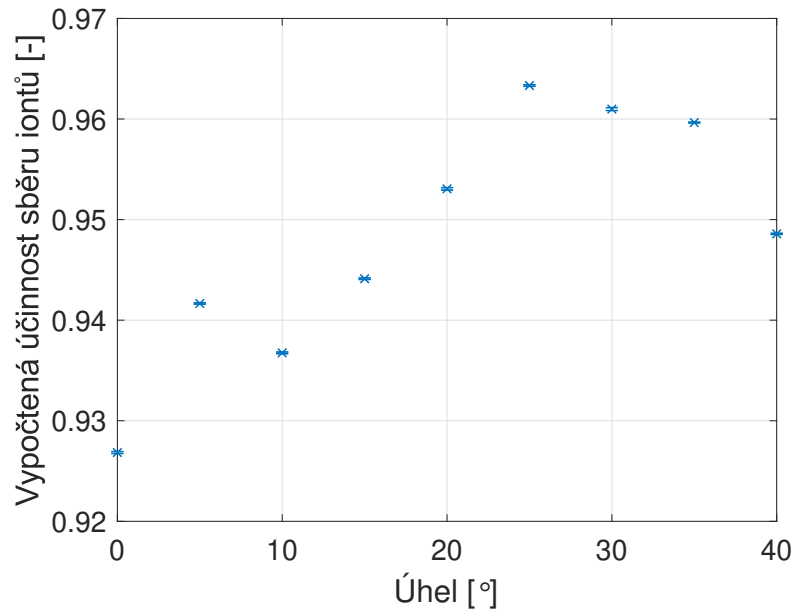
(f) EKPo s rozšířeným graf. lakem, místo dopadu

Obrázek 3.8: Závislost místa dopadu částic na jejich počátku a histogram polohy dopadu v ose x pro geometrii EKPo 2 a EKPo s rozšířeným grafitovým lakem.

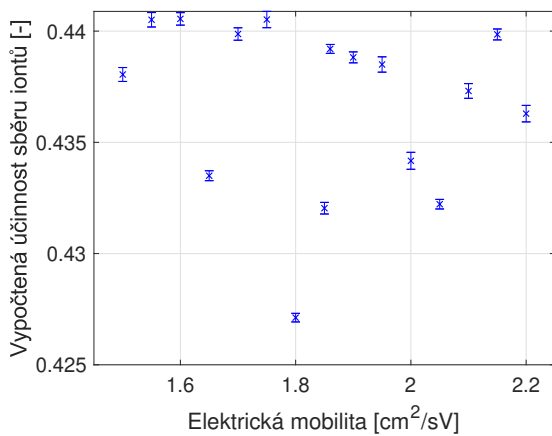
sběrné napětí je 1000 V, elektrické pole je vzorkováno se stejnou velikostí kroku v ose x a ose y ($2 \cdot 10^{-4}$ m). Simulace difúzního koeficientu je v rozsahu $0,01 \text{ cm}^2/\text{s}$ až $0,1 \text{ cm}^2/\text{s}$ s krokem $0,01 \text{ cm}^2/\text{s}$, s elektrickou mobilitou nastavenou na používaných $1,86 \text{ cm}^2/\text{sV}$. Sběrné napětí a vzorkování pole se nemění.

3.3.1 Výsledky

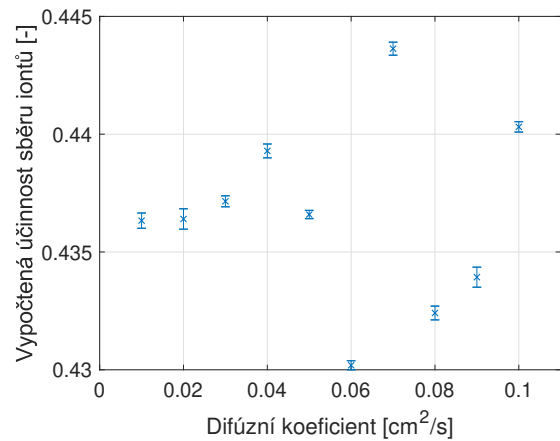
V původní geometrii je vliv změny difúzního koeficientu a elektrické mobility na účinnost sběru iontů menší než byl pozorovaný vliv hustoty vzorkování elektrického pole. Vliv elektrické mobility je znázorněn na grafu na obr. 3.10 a vliv difúzního koeficientu je na obr. 3.11.



Obrázek 3.9: Účinnost sběru pro novou geometrii EKPo 2 (úhel) v závislost na úhlu, který definuje konkrétní geometrii.



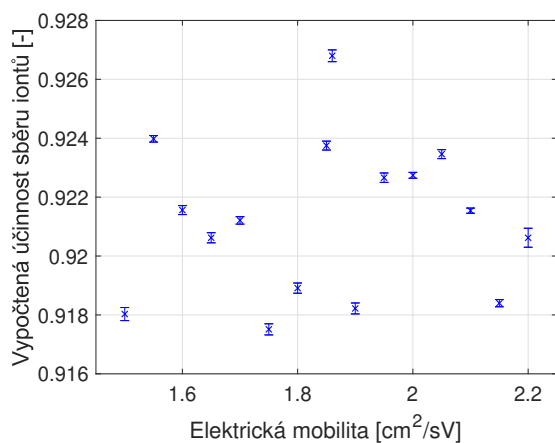
Obrázek 3.10: Vliv elektrické mobility na vypočtenou účinnost sběru iontů v simulaci původní geometrie EKPo (sběrné napětí 1000 V).



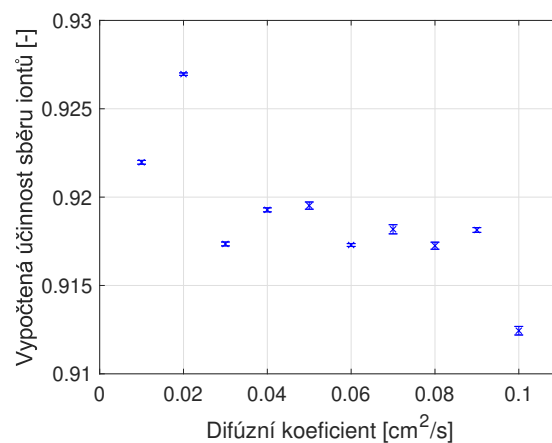
Obrázek 3.11: Vliv koeficientu difúze na vypočtenou účinnost sběru iontů v simulaci původní geometrie EKPo (sběrné napětí 1000 V).

Malý vliv je pozorován i v nové geometrii, kde je změna v důsledku rozdílu hodnot koeficientů malá (maximální rozdíl je menší než 2 %). Vliv elektrické mobility je znázorněn na grafu na obr. 3.12 a vliv difúzního koeficientu na grafu na obr. 3.13.

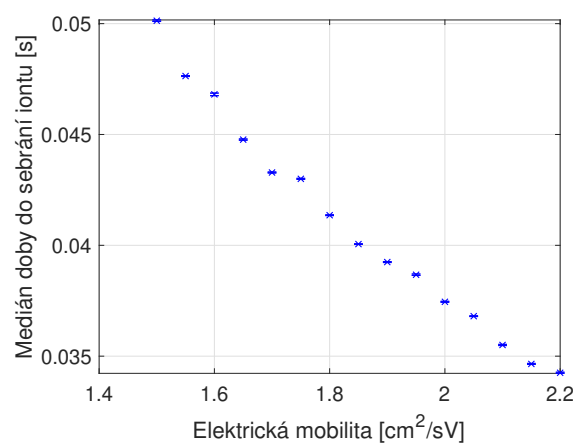
Zajímavý byl vliv parametrů na dobu do sebrání iontu. S rostoucí elektrickou mobilitou dochází k poklesu mediánu doby do sebrání iontu, což lze pozorovat na grafu na obr. 3.14. Difúzní koeficient má minimální vliv na medián doby do sebrání iontu, viz graf na obr. 3.15.



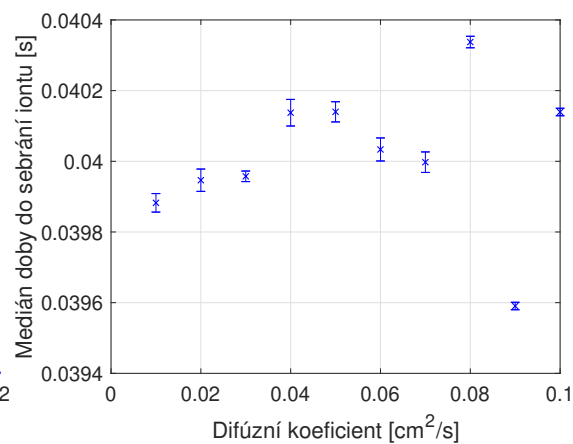
Obrázek 3.12: Vliv elektrické mobility na vypočtenou účinnost sběru iontů v simulaci geometrie EKPo 2 (0°) (sběrné napětí 1000 V).



Obrázek 3.13: Vliv koeficientu difúze na vypočtenou účinnost sběru iontů v simulaci geometrie EKPo 2 (0°) (sběrné napětí 1000 V).



Obrázek 3.14: Medián doby sebrání iontu v závislosti na elektrické mobilitě v geometrii EKPo 2 (0°) (sběrné napětí 1000 V).



Obrázek 3.15: Medián doby sebrání iontu v závislosti na difúzním koeficientu v geometrii EKPo 2 (0°) (sběrné napětí 1000 V).

3.4 Shrnutí

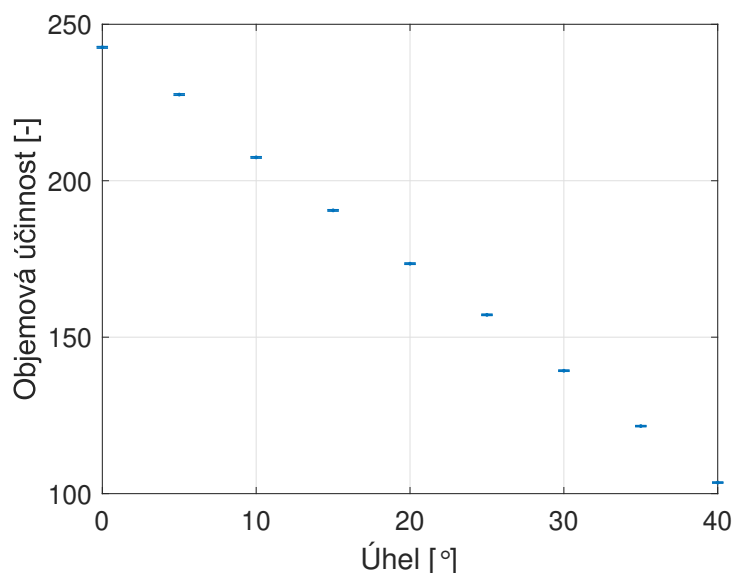
Analýza EKPo přinesla poznatky použité pro návrh nové varianty EKPo 2. Je navržena úprava geometrie a následně ověřen vliv úprav pomocí simulací.

Výsledky simulací byly překvapivé, původně nebylo v plánu simulovat EKPo 2 (0°). Vzhledem k vysokým účinnostem byla doplněna tato simulace a simulace původní geometrie s rozšířenou vodivou plochou, kde jde vidět že velmi malá úprava geometrie (podle simulace) výrazně zvýší účinnost sběru iontů. Touto úpravou je posunutí křemíkového senzoru do plochy dna. Bylo předpokládáno, že původní poloha senzoru nebyla ideální, ale nárůst účinnosti sběru iontů je velmi výrazný.

Vzhledem k vysoké účinnosti sběru iontů ve variantě EKPo 2 (0°), není třeba používat skloněného dna. Je pozorován nárůst účinnosti sběru iontů pro rostoucí parametr úhlu, s maximem ve variantě EKPo 2 (25°). Tento nárůst účinnosti sběru iontů je ale doprovázen zmenšením objemu, ze kterého jsou ionty sbírány. Na grafu na obr. 3.16 je vyobrazení nového parametru objemová účinnost v závislosti na úhlu. Tento parametr je součinem objemu zařízení EKPo 2 (úhel) a účinnosti sběru iontů. Na tomto grafu lze skutečně vidět, že sklon roviny sníží objem významně více, než zvýší účinnost sběru.

Navržená varianta pro konstrukci je EKPo 2 (0°). Dvě hlavní úpravy v této variantě jsou rozšíření plochy, na kterou je nanesen lak, a posun křemíkového senzoru do roviny dna měřicího zařízení. Při zohlednění fluktuací hodnot sběru iontů, sledovaných u původního EKPo s různou hustotou elektrického pole, by účinnost sběru iontů ve zvolené variantě měla být v rozsahu 90 % až 95 %.

Ověření vlivu parametrů iontu ukázalo, že na účinnost sběru iontů nemají malé změny zásadní vliv. Jediný zásadní výsledek je, že s rostoucí elektrickou mobilitou je kratší doba potřebná pro sebrání iontu.



Obrázek 3.16: Graf závislosti objemové účinnosti na parametru úhel pro Ekpo 2 (úhel). Objemová účinnost je součin objemu uvnitř EKPo 2 (úhel) a účinnosti sběru iontů.

Kapitola 4

Popis a vlastnosti použitého detektoru

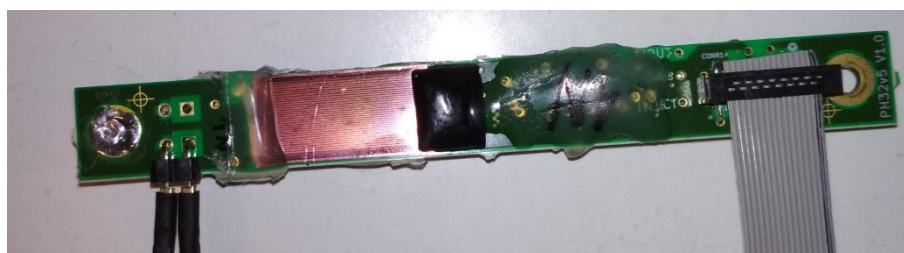
4.1 Polovodičové detektory

Interakcí ionizujícího záření s polovodičem dojde ke vzniku párů elektron-díra (nosičů náboje). Díky malé střední ionizační energii (v jednotkách eV) vzniká velké množství nosičů náboje umožňujících polovodičovým detektorům spektroskopickou analýzu energie interagujících částic s velmi dobrou rozlišovací schopností [39].

Pro sběr nosičů náboje je potřebné v polovodiči vytvořit elektrické pole pomocí připojení vnějšího napětí. Klasickým (nedopovaným) polovodičem teče při připojení napětí proud, který bude komplikovat analýzu pulsů od ionizujícího záření. Pro efektivní sběr veškerých vzniklých párů je vhodné připojení velkého napětí. Při připojení vysokého napětí na polovodičovou součástku poteče polovodičem vysoký proud, ze kterého nejde signál od ionizujícího záření separovat. Vhodným řešením tohoto problému je použití p-n přechodu [39].

Při zapojení diody (p-n přechodu) v závěrném směru poteče po ustálení rovnováhy náboje velmi malý proud (tzv. temný proud). Na pozadí temného proudu je již možné analyzovat změnu proudu způsobenou působením ionizujícího záření. Uvnitř přechodu se přirozeně nachází vyprázdňená oblast, ve které se nenachází téměř žádné nosiče náboje. Při připojení napětí v závěrném směru dojde k rozšíření vyprázdňené oblasti. Tato vyprázdňená oblast je citlivým objemem polovodičového detektoru [52].

4.2 Úvod k PH32



(a)



(b)

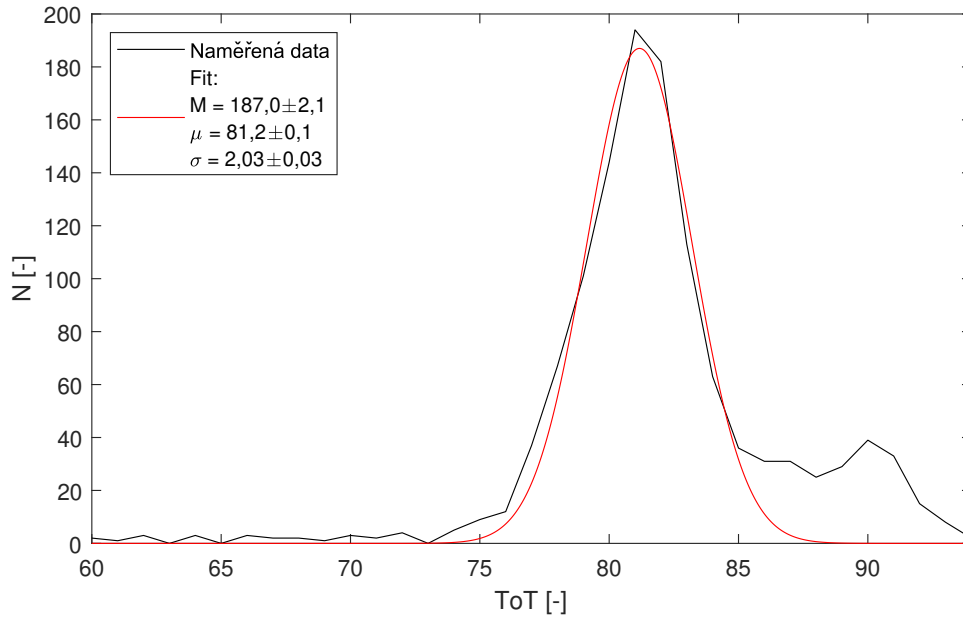
Obrázek 4.1: Fotografie detekčních jednotek s čipy: (a) PH32v5 [7] a (b) PH32v8

Detektor záření PH32 [4, 5, 6], použitý v EKPo, využívá křemíkového segmentovaného senzoru o 32 stripech velikosti 8×18 mm. Původní varianta EKPo využívala starší model PH32v5 (obr. 4.1a). Detektor byl kalibrován v bakalářské práci [7], ale při kalibraci bylo nalezeno několik problémů, významné byly zejména: nelinearita energetické odezvy a rozštěpení píků monoenergetických alfa částic na více struktur (viz spektrum na obr. 4.2 [7]).

Při původních kalibracích byly použité dva radionuklidové zdroje (etalony typu EA [53]). To omezovalo maximální energii, kterou bylo možné získat. Částice dopadaly na povrch detektoru pod různými úhly a pro snižování energie dopadajících částic byla použita prostá vzduchová mezera. Díky tomu dochází k rozmazání spekter, zejména významnému levému rameni.

EKPo 2 bude využívat nové verze PH32, PH32v8 (na obr. 4.1b). Největší výhodou nového detekčního modulu s PH32 pro EKPo je menší velikost PCB, na kterém je připojený senzor a nová verze čipu, což by mohlo dovolit lepší umístění senzoru do dna EKPo. PH32v8 je použit se stejným křemíkovým senzorem jako varianta PH32v6.

Při původní kalibraci se ve spektrech objevil zvláštní artefakt ve formě druhého píku v energetickém spektru. Artefakt jde dobře viditelný na jednotlivých neupravených spektrech z kalibrace (např. na obr. 4.2). Jedná se o rozštěpení píku na dva. Pík s větší četností o menším ToT (energetickou odezvou) a pík s malou četností o větším ToT. Při sečtení dat ze všech stripů se druhý pík ztrácí a přispívá k vysokoenergetickému ramenu zhoršujícímu energetické rozlišení detektoru. Za účelem diagnostiky tohoto jevu je dalším cílem práce sledovat vliv struktur na povrchu



Obrázek 4.2: Spektrum ze stripu (segmentu) č. 15 [7]. Hlavní pík je proložený gaussovou funkcí, druhý pík (artefakt) je část spektra, kterou proklad nepopisuje.

senzoru na odezvu detektoru.

Pro odhad účinnosti detekce polonia sebraného na senzor, je potřeba zjistit závislost odezvy detektoru na úhlu dopadu alfa částic stejné energie.

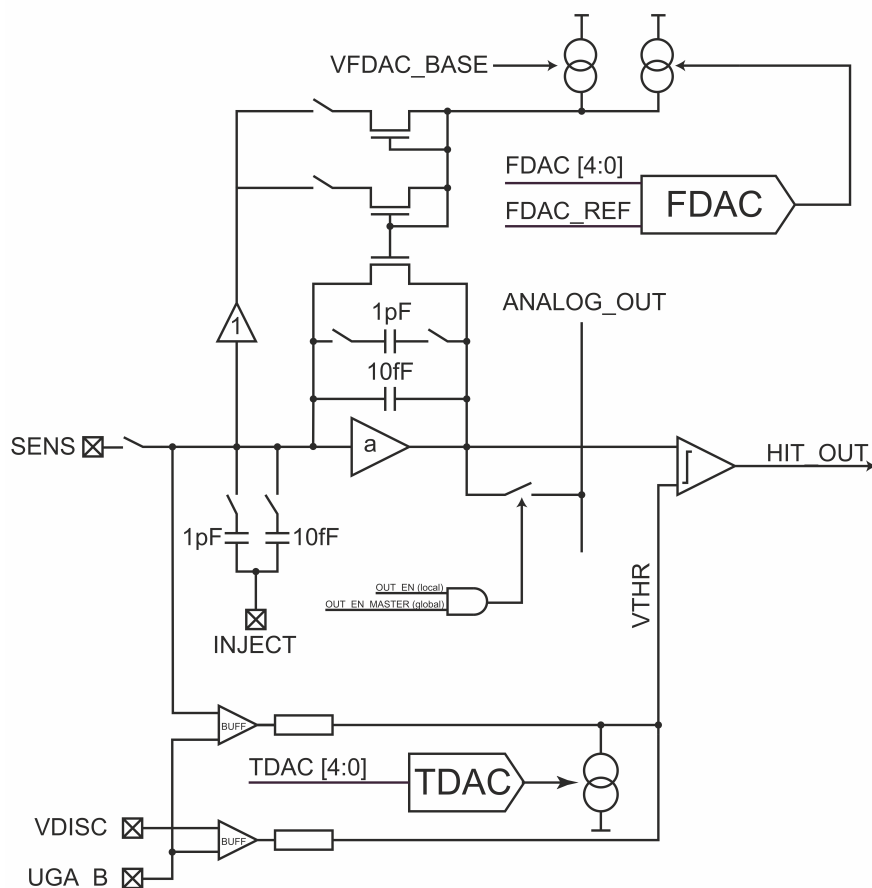
4.3 PH32, ToT a senzor

V této sekci bude blíže popsán PH32 a polovodičové senzory, které jsou s ním využívány.

4.3.1 PH32

PH32 je integrovaný obvod vyvinutý na FJFI v Centru aplikované fyziky a pokročilých detekčních systémů, vytvořený pro účely detekce ionizujícího záření. PH32 byl vytvořen pomocí 180 nm CMOS technologie [4, 5]. Čip má 32 analogových vstupů označených CH0 až CH31 (Channel 0-31). Pro vyhodnocení měřené veličiny čip využívá sběr elektronů. Analogový signál je zesílen a tvarován obvodem, který lze vidět na schématu na obr. 4.3. Zesilovací obvod má dva režimy zesílení: LGM–low gain mode a HGM–high gain mode. HGM je uzpůsoben detekci částic, které v senzoru deponují malé množství energie (fotony a elektrony). LGM je vhodný pro detekci částic zanechávajících v senzoru velké množství energie, což jsou těžké nabitě částice.

PH32 umožňuje jemnější nastavení analogového obvodu za účelem optimalizace zesílení a tvaru analogového výstupu [4]. Čip má globální nastavení různých parametrů a poté má parametry upravující odezvu od jednotlivých kanálů. Optimalizace těchto parametrů je důležitá pro uniformní odezvu od všech segmentů senzoru, může



Obrázek 4.3: Schéma analogové části PH32 [4].

zlepšit citlivost, linearitu odezvy a omezit vliv šumu. Tyto parametry a jejich vhodné nastavení bylo řešeno v práci [7].

PH32 má zabudovaný oscilátor s nastavitelnou frekvencí (až 350 MHz) [4, 5]. Tento oscilátor je používán při digitalizaci signálu.

PH32 může komunikovat s PC přes USB pomocí rozhraní SURE, se kterým lze komunikovat pomocí programu pyMeaSURE, nebo přímým zasíláním definovaného komunikačního protokolu na sériový port.

4.3.2 ToT a měřicí módy

PH32 měří ve čtyřech měřicích módech [4, 5, 54]: Hit count, Energy of first hit, Energy integral a Time of flight. Tyto módy ovlivňují, jak je tvarovaný analogový signál interpretován a digitalizován. V následujícím odstavci jsou vysvětlené pojmy potřebné pro porozumění měření. Pro zjednodušení jsou graficky znázorněny na schématu obr. 4.4.

Shutter je vnitřní proměnná, která nabývá dvou hodnot: 0 (zavřený, kdy detektor neměří) a 1 (otevřený, kdy detektor měří). Výchozí hodnota shutter je 0. Shutter time je doba, po kterou shutter setrvá na hodnotě 1 po přepnutí ze stavu 0.

Shutter lze změnit na hodnotu 1 ručně jednou nebo lze nastavit jeho opakované přepínání. V případě opakovaného spouštění je potřeba mít nastavenou nenulovou dobu, po kterou shutter setrvá na 0, to je delay. Pokud je delay nastavený moc krátký, nedojde ke správnému vyčtení dat a úplné obnově měřicího obvodu do původního stavu. Při přepnutí stavu shutter z 1 na 0 je vyčtena paměť PH32 (do počítače přes USB rozhraní). Vhodné nastavení shutter time a delay je důležité pro omezení vlivu mrtvé doby a zajištění korektní komunikace dat. K snížení vlivu mrtvé doby byl do PH32 implementován data driven readout, kde dochází k zavření shutteru a vyčtení čipu ve chvíli, kdy je detekována interakce částice v senzoru.

Dalším parametrem je diskriminační hladina. Jedná se o úroveň napětí, které je porovnáváno s výstupem ze zesilovací části analogového obvodu. Když je překonáno, tak je "detekována" částice. Správné nastavení diskriminační hladiny je důležité pro citlivost, linearitu odezvy a šumové vlastnosti.

Hit count je mód počítající, kolikrát je překročena diskriminační hladina za dobu, kdy je otevřený shutter. Detekce jedné částice je občas označována jako hit.

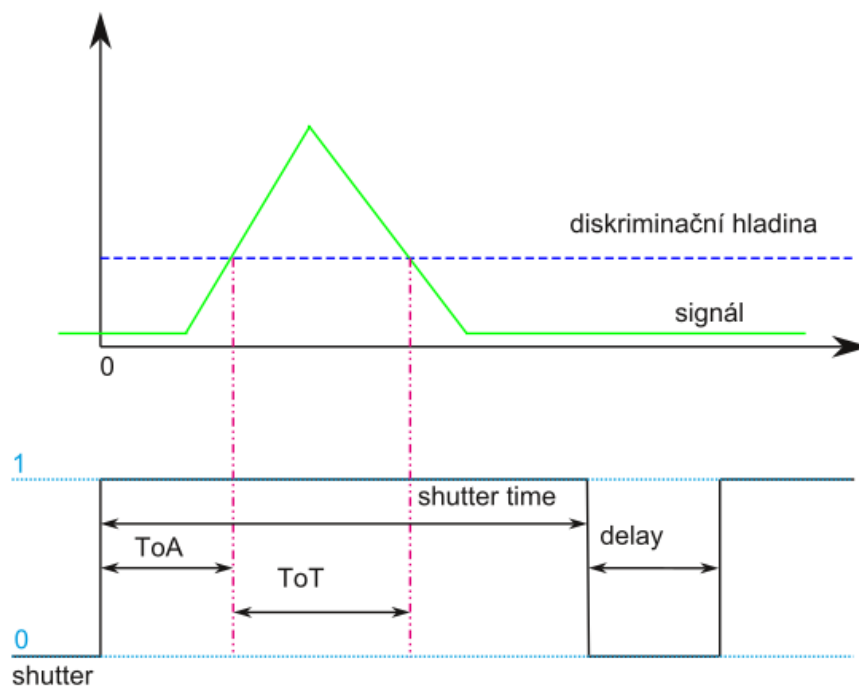
Energy of the first hit měří počet kmitů vnitřního oscilátoru, které proběhnou za dobu, kdy je analogový signál vyšší než diskriminační hladina. Jakmile signál klesne pod diskriminační hladinu, tak daný kanál zůstává necitlivý do chvíle změny hodnoty shutter, aby nedocházelo k sumaci odezvy od více částic. Tento mód je určený pro spektrometrické účely. ToT (time over threshold) je pracovní jméno jednotky, která je výstupem měření v tomto módu. Fyzikálně je bezrozměrná, vynásobením periodou oscilátoru by získala rozměr času (sekunda).

Energy integral funguje téměř totožně jako energy of the first hit. Rozdílem je, že nedochází k znecitlivění kanálu po detekci první částice a dochází k sumaci odezvy všech částic, které jsou ve stripu detekovány po dobu otevření shutteru. Za předpokladu linearitu odezvy detektoru na absorbovanou energii by hodnota ToT v tomto módu odpovídala absorbované dávce za shutter time.

Time of flight/Time of arrival (ToF/ToA) měří počet kmitů vnitřního oscilátoru od chvíle otevření shutteru do chvíle detekce první částice. Tento mód je možné využít pro koincidenční měření (např. rychlostí částic).

4.3.3 Data driven mode

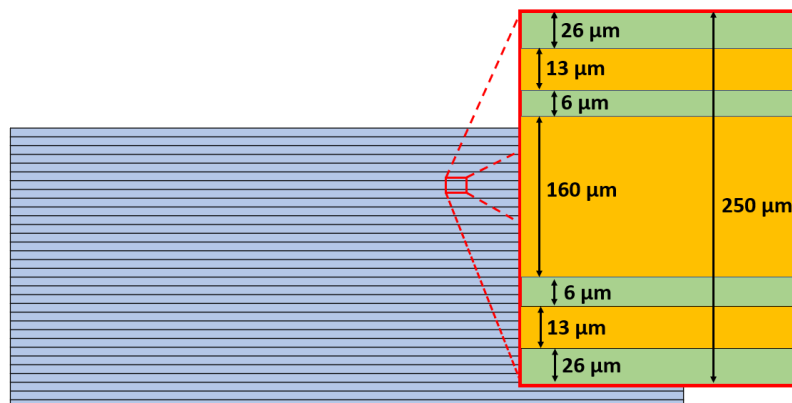
Data driven mode je nastavení čipu PH32, ve kterém dochází k vyčtení dat poté co je detekována částice a není nutné čekat na konec shutter time. Toto nastavení není vhodné při vysokých četnostech částic, aby nedošlo k přerušení měření ToT. Pro účely EKPo, kde jsou četnosti detekovaných částic nízké a shutter time je nastavený dlouhý (aby nebylo vyčteno zbytečně mnoho prázdných dat), je tento režim potřebný, zejména v důsledku nerovnoměrného dopadu částic na senzor, díky kterému můžeme očekávat větší četnost odezev z krajních stripů (viz kapitoly 3.1.4 a 3.2.3). Díky data driven mode nebude strip, na kterém došlo k detekci částice neaktivní (mrtvý) po zbytek shutter time, ale dojde k okamžitému vyčtení. Strip bude znovu aktivní a bude tím potenciálně výrazně zkrácena mrtvá doba detektoru (resp. konkrétního stripu).



Obrázek 4.4: Představení měřících módů ToT a ToA na zjednodušeném výstupním signálu ze senzoru [7]

4.3.4 Struktura senzoru

PH32 je navrženo pro práci křemíkovými senzory s 32 kanály. Při spektrometrii těžkých nabitých částic a elektronů hraje velkou roli vstupní vrstva na povrchu senzoru. Použité senzory mají na povrchu metalové struktury. Tyto struktury jsou pravděpodobně důvodem artefaktu ve spektrech alfa částic (viz obr. 4.2). Přibližně 74,4 % povrchu senzoru je pokrytých metalem a 25,6 % je pokrytých pouze oxidem a pasivací (viz obr. 4.5). Schéma zjednodušené struktury senzoru v části s metalem a bez metalu je zobrazeno na obr. 4.6.



Obrázek 4.5: Zjednodušená geometrie na povrchu stripového senzoru. Žlutou barvou je označena část povrchu s metalem, zelenou část povrchu bez metalu [7].

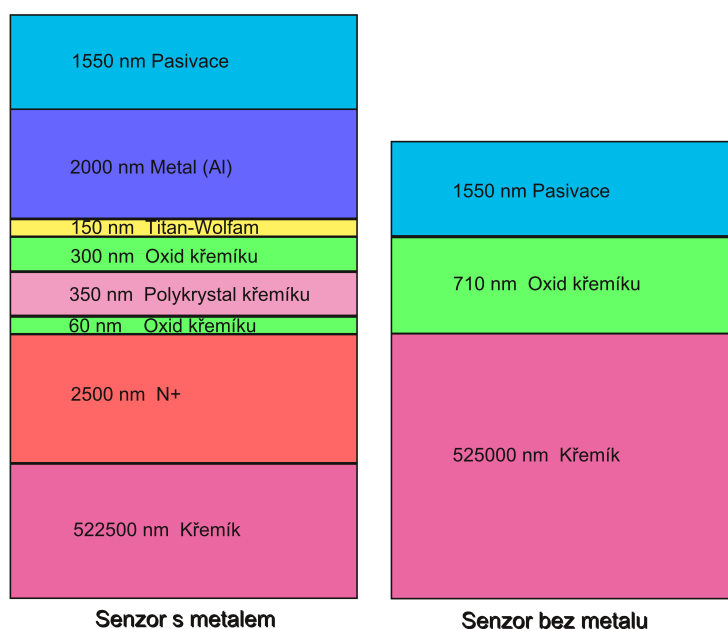
Vrstva pokrytá metalem je složena z pasivace (1550 nm), metalu (2150 nm), oxidu křemíku (300 nm), polykrystalické křemíkové struktury (350 nm), oxidu křemíku (60 nm) a křemíku (wafer, 525 μm). Celý wafer je dopovaný bórem (polovodič typu P) a část waferu pod metalem je dopovaná fosforem (na N+ do hloubky 2,5 μm). Metal je složen z vrstev hliníku (Al) a titan–wolframu (Ti–W, 1:1).

Vrstva bez metalu je složena z pasivace (1550 nm), oxidu křemíku (710 nm) a křemíku (525 μm).

Pasivace je složena z nitridu křemíku, amorfního křemíku a nedopovaného křemíkového skla (USG).

Většina metalu slouží pro bondování senzoru k desce a vyčítání indukovaného signálu.

Jedná se o zjednodušený popis tvořící velkou část senzoru. Mezi komplexnější části patří místa, kde dochází k bondování (místo připojení biasovacího napětí) nebo p-stop mezi stripy, který má separovat signál z jednotlivých stripů.



Obrázek 4.6: Zjednodušený hloubkový profil senzoru používaného s PH32. Vyobrazeny jsou části s metalem a bez metalu. Umístění jednotlivých částí lze vidět na obrázku 4.5.

4.4 Simulace chování alfa částic v senzoru

Cílem simulací je zjistit, jestli je rozštěpení píků ve spektrech způsobeno různým složením a různou tloušťkou vstupních oken do citlivého objemu senzoru. Dalším záměrem je pozorování změny odezvy ze senzoru v závislosti na úhlu dopadu nabitě částice.

Pro tyto simulace je použit program SRIM–the Stopping and Range of Ions in Matter [46].

4.4.1 SRIM

SRIM je uskupení programů simulujících zastavování a dosah iontů v hmotě za využití kvantově–mechanického přístupu ke kolizím iontů s atomy. V popisu se práce zaměří na TRIM, který byl použit k simulacím. TRIM—the Transport of Ions in Matter je nejvíce komplexní program zahrnutý ve SRIM. TRIM provádí simulace se složitým terčem vyrobeným z vrstev směsí atomů, vypočte konečnou 3D distribuci iontů v cíli a všechny jevy související se ztrátou energie iontů: poškození cíle, sputtering, ionizace, tvorbu fononů a další. Výpočet lze snadno zastavit a znovu spustit později, či upravit parametry dopadajících iontů během simulace [55].

Pro účely simulace se interakce iontu dělí na dva druhy: atom–atomární (iont–atomární) a atom–elektronové (iont–elektronové).

Při atom–atomárních interakcích je přenesená energie z iontu na atom v terči a dochází k velké změně energie a směru simulované částice. TRIM řeší interakce iontu s atomem bez zanedbání elektronového obalu a vlivu okolních atomů. Pomocí numerických řešení interakce iontu v atomovém a meziatomovém potenciálu je odvozen universální jaderný účinný průřez pro atom–atomární interakce [56, 57].

Jednotlivé atom–elektronové interakce způsobují malé změny energie a směru iontu. Pro odvození účinného průřezu atom–elektronové interakce se využívá konceptu efektivního náboje pohybujícího se iontu a popis lokální elektronové hustoty v Hartee–Lochově atomech v pevných látkách. Obě teorie jsou využity v Brand–Kitakawově teorii brzdě schopnosti iontů, ze které vychází účinný průřez atom–elektronových interakcí v pevných látkách [56].

Pro optimalizaci výpočetního času není počítána každá interakce zvlášť. Dráha částice je rozdělena na volnou dráhu (the free flight path) a místa atom–atomové interakce. Na volné dráze iont nemění směr pohybu a ztráta energie je vypočtena na základě vlastností atom–elektronových interakcí. Pro výpočet délky volné dráhy je využita impulsní aproximace (Impulse Approximation). Iont mění směr letu pouze při atom–atomových interakcích. Pro výpočet atom–atomových interakcí TRIM využívá analytický vzorec pojmenovaný the Magic Formula (kouzelný vzorec), který urychluje rychlost výpočtu těchto interakcí 50-krát v porovnání s ostatními metodami. Tento vzorec určí úhel rozptylu iontu a pomocí kterého se následně vypočte i energie předaná během interakce. Během simulace se střídá pohyb po volné dráze a atom–atomové interakce, dokud nedojde k zastavení iontu. [56]

Podle Braggova zákona lze brzdou schopnost iontů v pevné látce vypočítat jako lineární kombinaci brzděných schopností iontu v jednotlivých prvcích [58]. Pro mnoho směsí Braggův zákon aproximuje reálné výsledky s dostatečnou přesností, ale v některých směsích mají vzájemné vazby vliv na brzdou schopnost, např. v uhlovodících [59], a je potřeba korekce. SRIM obsahuje knihovnu, ve které jsou uloženy korekční faktory používané při výpočtech brzdě schopnosti iontů ve směsích. Pokud korekční faktor není v knihovně, lze ho nastavit i ručně [56].

TRIM určuje vzniklé poškození v zadaném cíli. V rychlé variantě výpočtu používá upravený Kinchin–Pease model upravený Robinsonem [56, 60]. Sledovány jsou například vznikly vakancí nebo pohyb atomů mezi vrstvami cíle.

Terče se staví po vrstvách, přičemž vrstva je prostor ohraničený dvěma nekoneč-

nými rovinami. V TRIM se nastavuje tloušťka vrstvy, její složení, hustota, opravný faktor směsi a jestli se jedná o pevnou látku či plyn. Do složení vrstvy se zadávají jednotlivé prvky a stechiometrické koeficienty jejich obsažení ve směsi. Pokud není zadaná hustota vrstvy, TRIM navrhne odhad hustoty na základě složení.

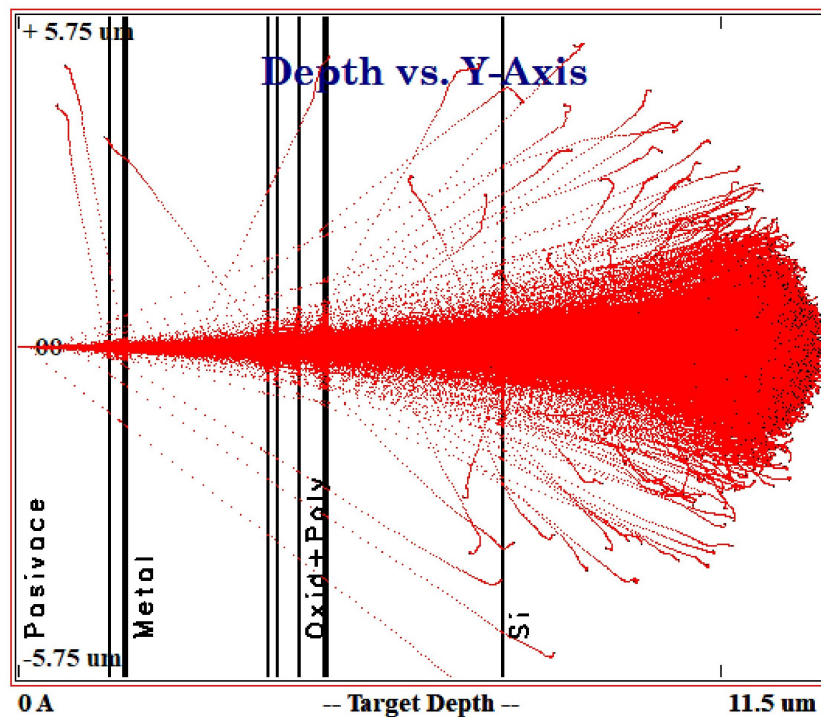
V simulacích jsou částice generovány vždy v bodě (0,0,0) na povrchu terče. V TRIMu se nastaví druh iontu (atomové číslo a atomová hmotnost), jeho energie v rozsahu 10 až 10^9 eV/amu a úhel dopadu v rozsahu 0° (kolmý) až $89,9^\circ$.

Výstupem simulací TRIM může být mnoho různých informací. Distribuce iontů na konci simulace, hloubková a radiální. Také lze sledovat distribuci odražených částic. Obě tyto distribuce lze získat i ve 3D variantě pro úplné prostorové rozložení.

TRIM sleduje ionizaci a vznik iontů v terči. Tyto dvě veličiny určuje jako množství energie způsobující vznik iontů/fononů na jednotku délky (dE/dx). Suma těchto dvou veličin odpovídá brzdné schopnosti iontu v dané hloubce.

Dále jsou uloženy informace (poloha, energie a směr) o iontech, které projdou skrz cíl, nebo jsou zpětně odraženy. Ukládány jsou i informace o vznikajících poškozeních v terči.

Příklad simulovaných drah pomocí TRIM je na obr. 4.7.



Obrázek 4.7: Ukázka drah generovaných pomocí TRIM. Jako terč byl zvolen křemíkový stripový senzor (část s metalem) popsáný v sekci 4.3.4, dopadající částice jsou ionty helia o energii 2977 keV.

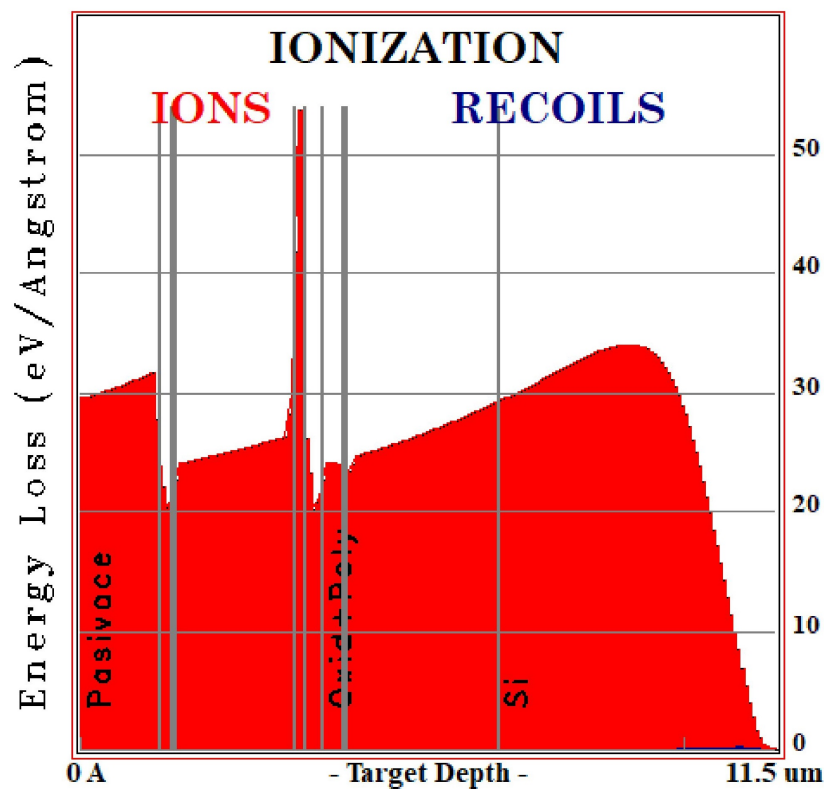
4.4.2 Simulace – vliv nehomogenní struktury na povrchu senzoru

Nastavení simulace

V simulacích byly sestaveny dva terče. jeden odpovídá složení senzoru v místě s metalem a druhý odpovídá struktuře senzoru v místech, kde se metal nenachází. Použitá struktura senzoru je popsána v sekci 4.3.4. Jedná se o zjednodušenou strukturu zvolenou z důvodu komplexnosti reálné struktury a výpočetní náročnosti.

Na každý terč byl simulován dopad alfa částic (iontů helia). Aby měření bylo možné porovnat s předchozími experimenty [7], budou použity energie, které byly použity při kalibraci PH32v5 a energie alfa částic emitovaných při přeměně ^{218}Po a ^{214}Po : 7686, 6110, 4854, 4659, 4457, 4250, 4040, 3707, 3233 a 2977 keV. Úhel dopadu byl zvolen 0° (kolmý).

V každé simulaci bylo simulováno 500000 částic.



Obrázek 4.8: Ukázka závislosti ztráty energie iontu v závislosti na hloubce v terči. Terč je senzor s metalem, na který dopadají kolmo alfa částice o energii 2977 keV.

Výsledky

Z každé simulace byla uložena data o ztrátě energie iontu v závislosti na hloubce vlivem ionizace (obr. 4.8). Tato veličina byla integrována přes oblast, ze které by měli

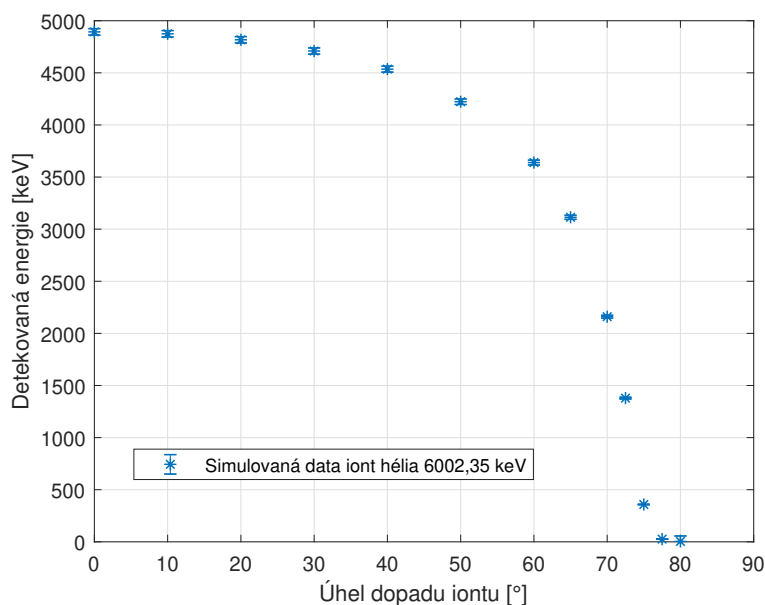
být ionty sebrány (tento integrál bude dále nazýván: detekovaná energie (eV)). Oblast, ze které jsou ionty sebrány, se uvažuje od $6,91 \mu\text{m}$ a více. To odpovídá vyprázdněné oblasti v části senzoru, kde je oblast N^+ . V oblastech, kde se N^+ nenachází, má vyprázdněná oblast netriviální tvar, což je důsledek přítomnosti oblastí N^+ i P^+ (P stop). Pro zjednodušení je uvažována oblast stejná, ale obecně je vyprázdněná oblast v části bez senzoru větší. Ve vyprázdněné oblasti v senzoru bez metalu je deponováno více energie, než určí detekovaná energie, ale z důvodu vzdálenosti struktur pro sběr náboje dochází k nižší účinnosti sběru náboje a menší celkově odezvě, než by odpovídalo deponované energii.

Detekovaná energie byla zjištěna pro každou energii pro terč s metalem a bez metalu. Poměr detekovaných energií (bez metalu/s metalem) bude porovnán s ekvivalentním poměrem z experimentálních měření v kapitole 5.2.1.

4.4.3 Simulace – vliv úhlu dopadu iontu

Nastavení simulace

Ve všech předchozích simulacích byl úhel dopadu částice zvolen kolmý. V EKPo bude docházet k přeměně polonia na povrchu senzoru. Alfa částice z ^{218}Po budou emitovány izotropně. Následující simulace mají za cíl zhodnotit vliv úhlu dopadu alfa částice na senzor s metalem, protože metal tvoří většinu plochy senzoru a vytváří hlavní pík. V zjednodušení použitém pro simulaci jsou ztraceny případy, kdy přejde částice z jedné struktury do druhé. Energie iontu byla nastavena na energii emitovaných alfa částic z ^{218}Po , $6002,35 \text{ keV}$. Úhly dopadu byly postupně 0° , 10° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 70° , $72,5^\circ$, 75° , $77,5^\circ$ a 80° .



Obrázek 4.9: Závislost detekované energie na úhlu dopadu částice. V simulaci ionty hélia o energii $6002,53 \text{ keV}$ dopadající na senzor s metalem.

Výsledky

Výsledky získané ze simulací jsou znázorněny na grafu na obr. 4.9. Pro malé odklony od kolmého dopadu dochází pouze k malé změně detekované energie. Pro úhly větší než 50° detekovaná energie rychle klesá s rostoucím úhlem. Průměrný dosah částice pro úhel 80° byl menší, než je tloušťka necitlivé vrstvy senzoru.

Pík ^{218}Po byl v datech z experimentu v radonvé komoře (viz spektrum na obr. 6.1) pro EKPo 2 určen v ToT 580. Minimální hodnota ToT přiřazená ^{218}Po je 200. Za předpokladu lineárního vztahu mezi ToT a detekovanou energií detekujeme částice zanechávající více než 34,5 % energie částic dopadajících kolmo. Data jsou interpolována metodou spline a je odhadnuto, že za nastavené diskriminační hladiny je detekována částice dopadající pod úhlem menším než 71° . Z tohoto úhlu pro 3D geometrii lze odhadnout účinnost detekce sebraných částic ^{218}Po $D = 0,338 \pm 0,03$.

Kapitola 5

Ozařování detektoru PH32v8 na urychlovači částic

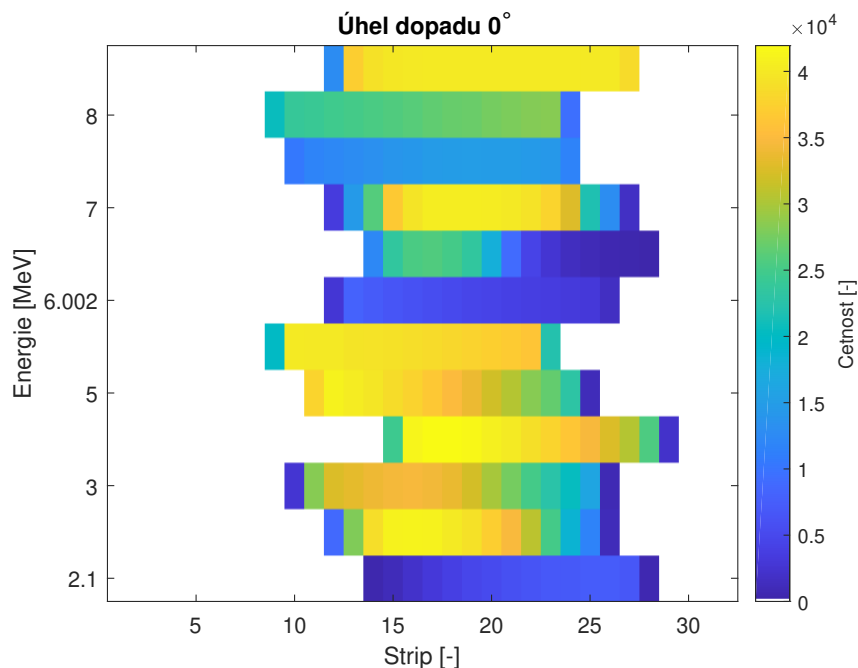
Pro kalibraci a sledování vlastností nového detektoru Ph32v8 proběhlo ozařování ionty helia na urychlovači částic. To umožnilo ozařovat senzor pomocí monoenergetických částic, dopadajících pod stejným úhlem. V této kapitole bude křemíkový senzor s čipem PH32v8 nazýván pouze detektor.

5.1 Popis experimentu

Měření proběhlo v Centru urychlovačů a jaderných analytických metod v Ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži (CANAM), konkrétně na urychlovači Tandetron 4130 MC [61]. Jedná se o lineární tandemový urychlovač, schopný urychlovat libovolné ionty od H do Au v rozmezí energií 600 keV až 24 MeV. Pro experiment byla využita ozařovací větev primárně určená pro analytické metody typu PIXE, PIGE, PESA a RBS.

Detektor byl během ozařování umístěn ve vakuové komoře. Díky tomu je odstraněn vliv rozptylu iontů ve vzduchu a jejich zpomalování. Ionty mohou být stále rozptýleny na konstrukci komory (zejména na kolimátorech), ale jejich vliv na měření je předpokládán minimální. Detektor byl umístěn na posuvném rameni, díky kterému s ním bylo možné pohybovat ve svazku a měnit úhel dopadu iontů na povrch křemíkového senzoru.

Pro kalibrační měření je potřeba nízká intenzita svazku, nižší než bylo s dostupnou instrumentací možné měřit. Nízká intenzita je potřebná ze dvou důvodů. Primárně, aby nedocházelo k sumaci signálu od více částic v jednom stripu a sekundárně, aby nedocházelo k poškození křemíkových struktur. I s nejnižší možnou intenzitou svazku docházelo k velkému množství sumací signálu. Detektor nemohl být umístěn do středu svazku. Byl umístěn na jeho kraj a velká část svazku byla odstraněna pomocí čtyř pohyblivých clon. Velikost pole dopadajícího na senzor je odhadována na $0,5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ (5 mm je ve směru kolmém na strip). Vzhledem k malé intenzitě svazku to nebylo možné instrumentálně ověřit. Ve většině měření byla z časových důvodů ozářena pouze část stripů (stripy číslo 10 až 28). Během experimentu bylo pozorováno kolísání proudu tekoucího křemíkovým senzorem in-



Obrázek 5.1: Vizualizace naměřených četností během jednotlivých ozařování v jednotlivých stripch v závislosti na energii částic.

dikující kolísání intenzity dopadajícího svazku alfa částic.

Detektor byl ozařován ionty helia o energiích: 8,5; 8,0; 7,687; 7,0; 6,5; 6,002; 5,5; 5,0; 4,0; 3,0; 2,3 a 2,1 MeV. Hodnoty 6,002 a 7,687 MeV byly zvoleny, protože jsou považovány za významné. Jedná se o energie alfa částic emitovaných přeměnou dceřinných produktů ^{222}Rn . Pro energii 6,002 MeV byly navíc ozářeny všechny stripy a proběhla měření s různými úhly dopadu částic (konkrétně: 0° , 20° , 30° , 40° , 50° , 60° , 65° , 70° , 75° a 80°). Všechna ozařování trvala stejně dlouhou dobu (5 minut).

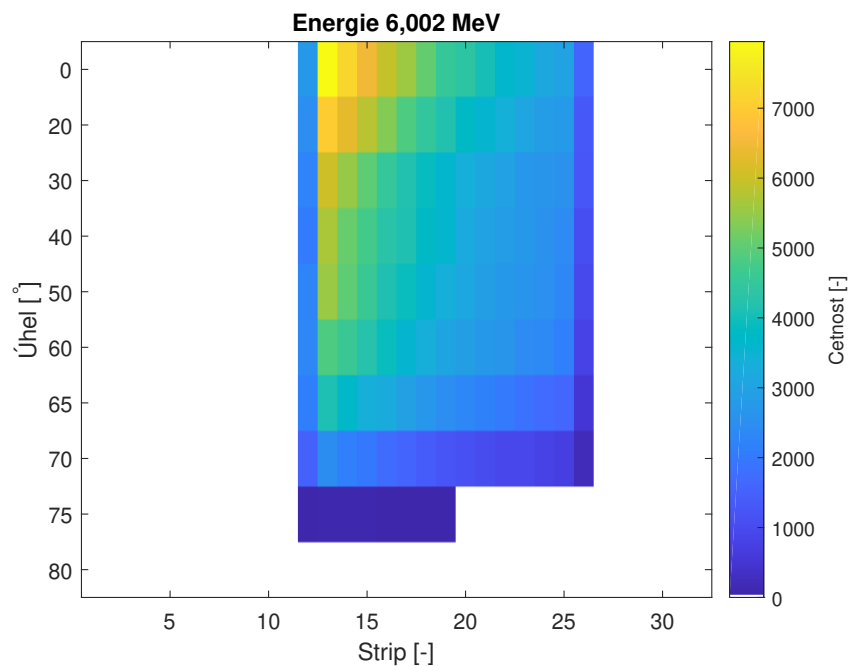
5.2 Výsledky

Počet částic detekovaných v jednotlivých měřeních je vidět na grafech na obr. 5.1 a obr. 5.2.

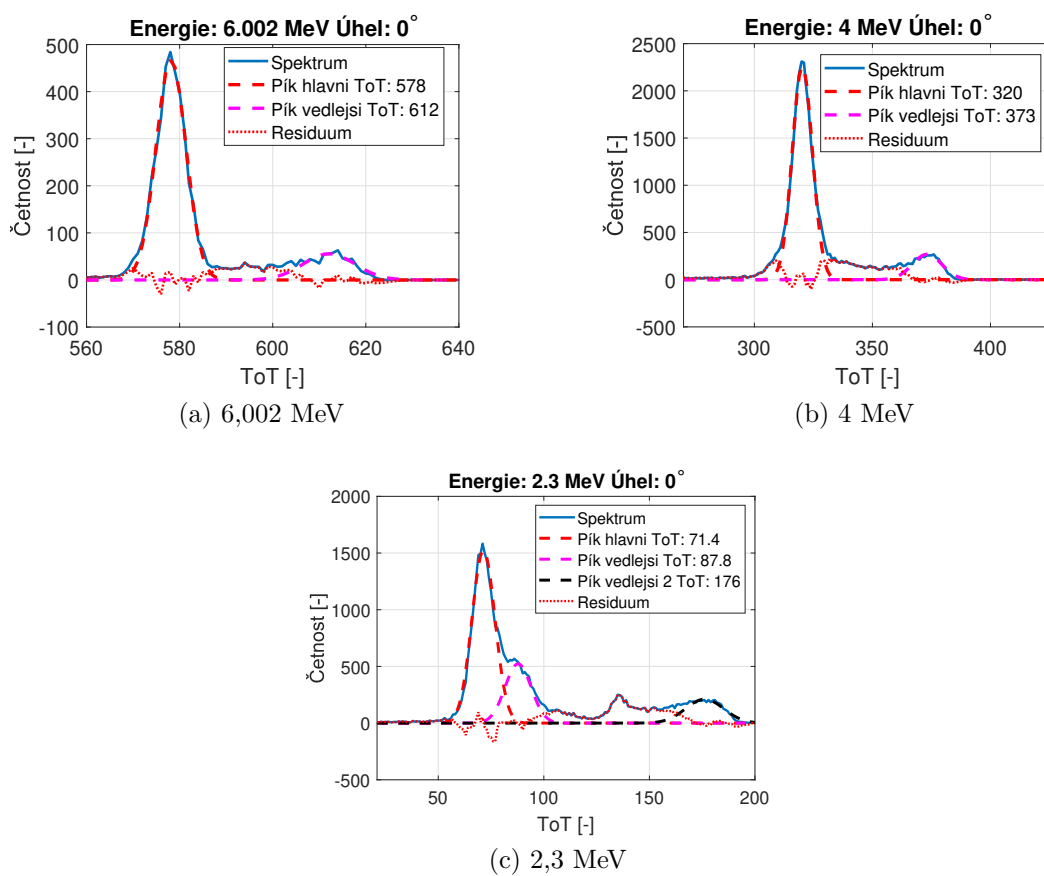
Bylo naměřeno velké množství spekter. Z důvodu různé odezvy stripů jsou spektra rozdělena i po jednotlivých stripch. V jednotlivých spektrech je nalezen hlavní pík (s nižším ToT) a vedlejší pík (s vyšším ToT). Tyto píky jsou proloženy gaussovou funkcí, kde střední hodnota je poloha píku.

Pro prezentaci dat je zvolen strip 16 ozářený ve všech měřeních. Na grafech na obr. 5.3 lze vidět rozptýlení píků, které bylo zmíněné v předchozích kapitolách. Zajímavé je spektrum na obr. 5.3c, kde je možné vidět daleko složitější strukturu.

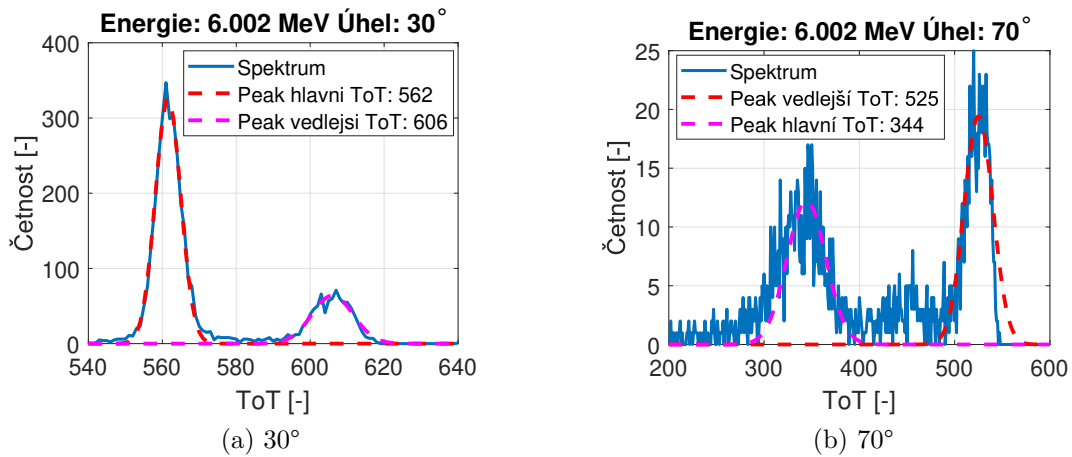
Spektra naměřená v případech, kde alfa částice dopadaly pod úhlem větším než 0° jsou na obr. 5.4. Pro úhel 75° a 80° nebyla naměřena dostatečná odezva pro analýzu.



Obrázek 5.2: Visualizace naměřených četností během jednotlivých ozařování v jednotlivých stripech v závislosti na úhlu dopadajících částic.



Obrázek 5.3: Příklady naměřených spekter kolmo dopadajících alfa částic. Strip 16.



Obrázek 5.4: Příklady naměřených spekter alfa částic o energii 6,002 MeV dopadajících pod různými úhly. Strip 16.

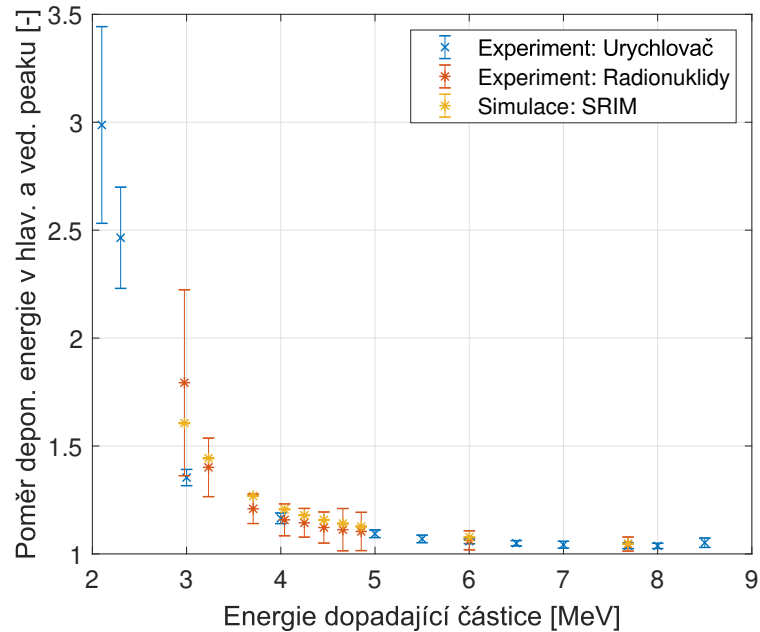
5.2.1 Vliv nehomogení struktury na povrchu senzoru

Na grafech na obr. 5.3 a 5.4 je možné vidět dva proklady, jeden odpovídající poloze hlavního píku, druhý vedlejšímu. Zajímavé je spektrum na obr. 5.4b, kde lze pozorovat, že vedlejší pík je výraznější než hlavní. Dalším zajímavým spektrem je spektrum pro nízké energie dopadajících alfa částic (například na obr. 5.3c), kde lze identifikovat další struktury. V našem příkladě byl použit proklad 2. vedlejšího píku, odpovídající největší energetické odezvě. 2. vedlejší pík odpovídá výsledkům simulací, které sledovaly chování vedlejšího píku.

Nejdříve je ověřeno, zda-li poměr odezvy detektoru v hlavním a vedleším píku v měření z urychlovačů je podobný jako v předchozím měření s radionuklidovým zářičem (^{241}Am) [7] a v simulacích z kapitoly 4.4. Pro energie menší než 3 MeV je použita poloha 2. vedlejšího píku. Porovnání poměrů je na grafu na obr. 5.5. Největší neshoda dat je v energii 3 MeV, jinak je sledována stejná závislost v obou experimentech a simulaci. Jak lze vidět na spektru na obr. 5.3c, aproximovat strukturu senzoru na dvě struktury, které se navzájem neovlivňují, není dostatečné pro vysvětlení struktury spektra.

5.2.2 Vliv úhlu dopadu částice

Dále je porovnána relativní poloha hlavního píku v závislosti na úhlu dopadající částice s výsledky simulací. Toto porovnání je znázorněno na grafu na obr. 5.6. Lze pozorovat, že v experimentálních datech je pokles relativní odezvy pomalejší, než by jsme očekávali z výsledků simulací. Kromě posunu hlavního píku do nižších hodnot ToT, lze pozorovat i významný pokles počtu detekovaných částic. Jak již bylo zmíněno, nebylo možné měřit intenzitu svazku během měření (je předpokládáno, že nebyla konstantní). Tudíž nelze použít tuto informaci k odvození podrobnějších závěrů. Lze také pozorovat, že vedlejší pík je výraznější pro větší úhel dopadu. Na obr. 5.4b je vedlejší pík vyšší než hlavní.



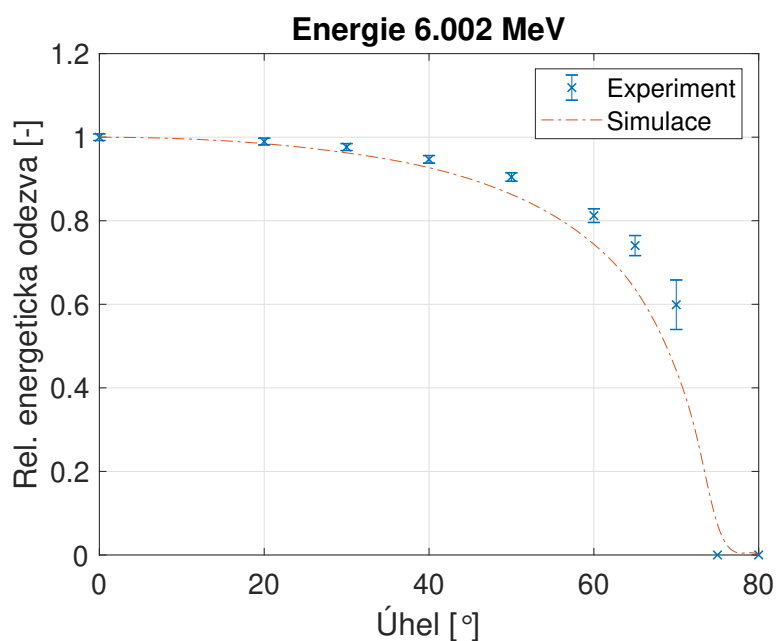
Obrázek 5.5: Poměr ToT poloh hlavního a vedlejšího píku (vedlejší ku hlavnímu) z měření na urychlovači, měření s radionuklidovým zdrojem [7] a odhad těchto poměrů ze simulací v SRIM.

Na grafu na obr. 5.2 je zobrazen pokles četnosti detekovaných částic s rostoucím úhlem dopadajících částic.

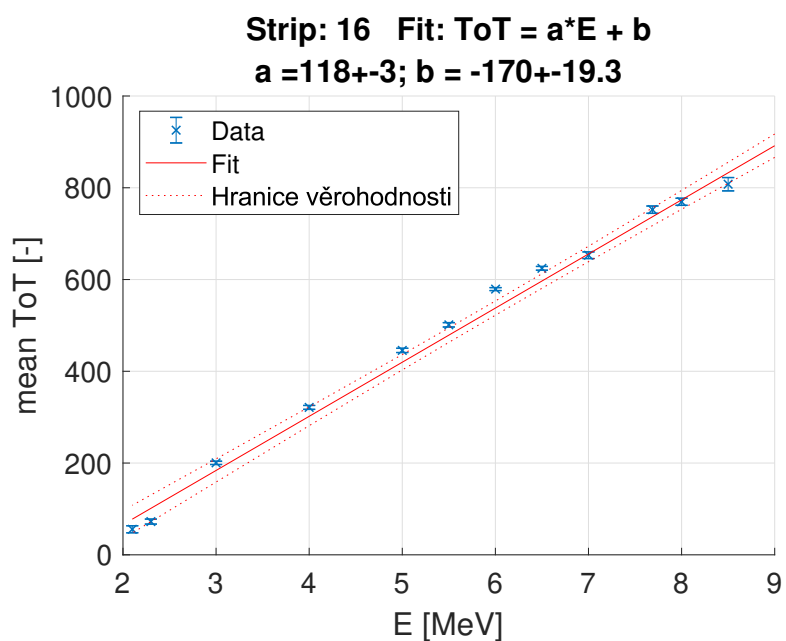
5.2.3 Energetická odezva

Pro účely kalibrace se zaměříme na hlavní pík tvořící větší část spektra. Kalibrace proběhla pro každý strip zvlášť. Příklad kalibrace (strip 16) je na obr. 5.7. V datech lze pozorovat lehce nelineární chování, ale pro účely rozlišení alfa částic emitovaných z ^{218}Po a ^{216}Po je dostatečná. Pro účely kalibrace stripů, kde bylo malé množství dat, je potřeba model obsahující malé množství volných parametrů. V takovém případě je hodnota parametru a odhadnuta průměrnou hodnotou parametru a u stripů, kde je dostatek dat a je dopočtena hodnota parametru b . Hodnoty nalezených parametrů a a b jsou vyobrazeny v grafu na obr. 5.8, kde stripy, které jsou kalibrovány z malého množství dat (stripy 1 až 9 a 28 až 32) jsou označeny zakroužkováním parametrů. U parametrů těchto prokladů je nejistota pouze orientační (např. nejistota u parametru b u stripu 4 je pravděpodobně podceněna¹) a v ideálním případě by chybějící data byla doměřena.

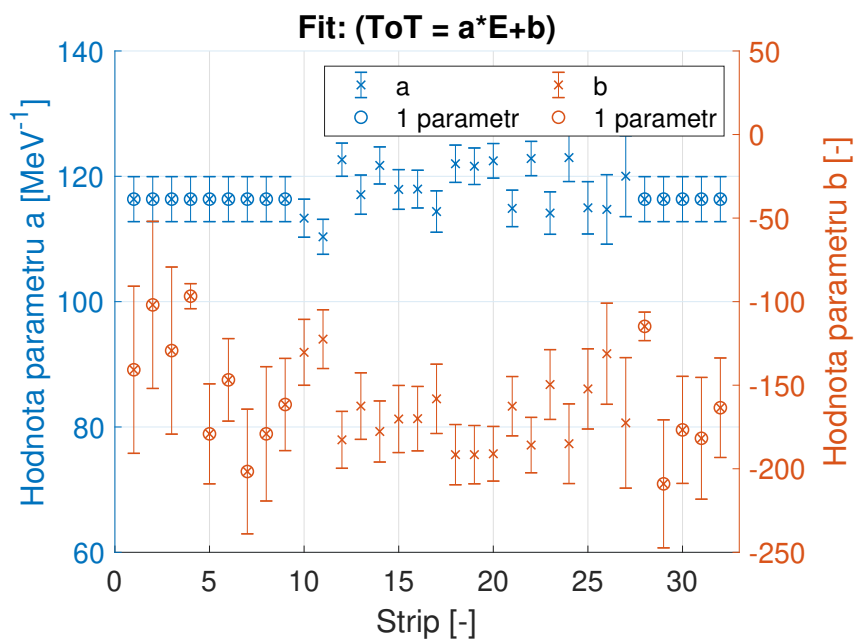
¹To je způsobeno tím, že dva prokládané body leží na křivce s parametrem a blízkým odhadnutému parametru a (přibližně 118).



Obrázek 5.6: Porovnání naměřené relativní energetické odezvy detektoru v závislosti na úhlu dopadající částice s odhadem ze simulací SRIM.



Obrázek 5.7: Ukázka kalibrační křivky pro strip 16.



Obrázek 5.8: Parametry kalibračních křivek pro jednotlivé stripy. Zakroužkovaná data jsou místa, kde byl prokládán pouze parametr b a parametr a byl odhadnut jako průměr parametru a u stripů 10 až 28.

Kapitola 6

Experiment – radonová komora

6.1 EKPo 2

Zkonstruovaná varianta EKPo 2 je varianta EKPo 2 (0°), u které je nejvyšší očekávaná objemová účinnost. EKPo 2 využívá pro detekci přeměn alfa PH32v8. Stejně jako EKPo, tak i EKPo 2 má hlavní kostru vyrobenou na 3D tiskárně z plastového filamentu PLA (polylactic acid). Vnitřní část plastu je pokryta (vodivým) grafitovým lakem (náčrtek na obr. 3.7).

Největší změnou je posunutí senzoru blíže do úrovně dna. Senzor není ani u Ph32v8 možné umístit přímo do úrovně dna, ale nachází se blíže než u EKPo (přibližně 1 mm pod úrovní dna, původně byl téměř 1 cm pod úrovní dna). Další změnou je způsob vytvoření otvorů do kopule, nyní jsou vyvrtány vrtákem (o průměru 4 mm).

Podobně jako EKPo je EKPo 2 doplněno externím zdrojem vysokého napětí a USB rozhraním SURE. Rozhraní SURE slouží pro nahrání parametrů na čip PH32 a pro sběr dat (PH32 nemá paměť pro ukládání dat). Externí zdroj napětí byl vyroben specificky pro EKPo 2 a poskytuje biasovací napětí (-100 V) pro křemíkový senzor i sběrné napětí (1000 V) pro elektrostatickou kolekci polonia.

Pro sběr dat je použit data driven mode. Data jsou ukládána do textového souboru na PC.

6.2 Očekávané výsledky

Pro porovnání výsledků simulací a experimentu bude využita veličina citlivost. Citlivost (pro zařízení měřící OAR) je definovaná jako množství impulsů, které bude měřidlo pozorovat za nějaký časový úsek (zvolena 1 hodina) přepočtena na objemovou aktivitu radonu. Pulsy za hodinu jsou zkráceně označeny cph (counts per hour). Používaný rozměr citlivosti je $\text{cph}/(\text{Bq}/\text{m}^3)$.

Pomocí parametrů určených ze simulací popsaných v textu, parametrů získaných z literatury a rozměrů EKPo 2, lze odhadnout citlivost zařízení EKPo 2 ($c(^{218}\text{Po})^1$)

¹Označení ^{218}Po značí že se jedné o odhad citlivosti při využití pouze přeměn ^{218}Po .

pomocí vzorce:

$$c(^{218}\text{Po}) = 3600VspD, \quad (6.1)$$

kde 3600 je počet sekund v hodině pro převod jednotky, V je sběrný objem (261,8 cm³), s je účinnost sběru iontů (92,7 %), p je množství ²¹⁸Po vznikajících s kladným nábojem (88 %) a D je účinnost detekce sebraných iontů (33,8 %). Po dosazení konkrétních hodnot vychází citlivost zařízení (0,25±0,03) cph/(Bq/m³). Tato hodnota zanedbává vliv neutralizace, která by měla citlivost EKPo 2 snižovat. Zároveň simulace předpokládá senzor umístěný do úrovně podstavu, ale reálně se senzor nachází přibližně 1 mm pod podstavou, což také může snížit reálnou citlivost oproti vypočtené.

6.3 Provedení experimentu

Experiment probíhal uvnitř radonové komory, ve které bylo možné kontrolovat objemovou aktivitu radonu, teplotu a vzdušnou vlhkost. V měřeních byla po relativně dlouhou dobu sbírána data za účelem zjištění citlivosti EKPo 2.

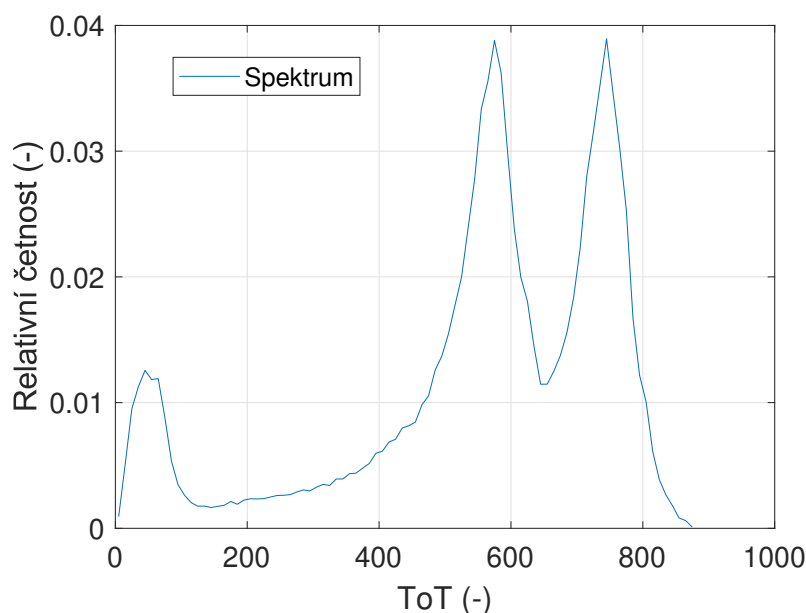
Experiment probíhal pro 4 hodnoty OAR: 403, 1470, 1810 a 2626 Bq/m³. Nízká OAR byla sledována zejména z důvodu vyzkoušení, zda-li je EKPo 2 použitelné v nízkých OAR, vysoká OAR byla sledována pro lepší odhad citlivosti měřícího zařízení. Nízká hodnota má význam z důvodu ověření funkce EKPo 2 v úrovni referenční hodnoty OAR 300 bq/m³ [62].

Následně byla sledována změna odezvy s měnící se vlhkostí, aby bylo zjištěno, jak stabilní je odezva vůči změnám vlhkosti. Byly použity relativní vlhkosti (27 % a 74 %). Během měření se měnilo i OAR. Celkem proběhlo měření v šesti různých stavech atmosféry v radonové komoře.

V průběhu experimentů se projevila velká citlivost Ph32v8 na elektromagnetické rušení, zejména na aktivitu v lokální elektrické síti (připojení nových přístrojů, rozsvícení světel). Vliv rušení lze odstranit zahazením vyčtených oken (řádků dat), kde je pozorován signál z více stripů najednou (často z 16-ti a více stripů). I po odstranění těchto rušivých vlivů z dat zůstává ve spektru nízkoenergetické pozadí, které nebylo pozorováno při experimentu na urychlovači či u měření EKPo (Ph32v5). Spektrum z měření radonu je na obr. 6.1, kde lze vidět píky odpovídající ²¹⁸Po, ²¹⁴Po a nemalé množství nízkoenergetických impulsů. Tyto nízkoenergetické impulsy jsou jednoduše odstraněny při zpracování dat.

V jednom případě došlo během měření k chybě, která způsobila že veškerá odezva byla ztracena a ze všech stripů chodil neustále signál 65535 ToT, což značí přetečení čítače. Tato událost zkrátila výrazně dobu experimentu. Chybu se nepodařilo spolehlivě replikovat a nebylo možné zjistit, čím byla způsobena.

Se zařízením EKPo 2 bylo v komoře zařízení AlphaGUARD [63], které s vysokou přesností měří objemovou aktivitu radonu. Dále poskytuje informace o relativní vlhkosti a teplotě.



Obrázek 6.1: Spektrum ^{218}Po a ^{214}Po naměřené během experimentu v radonové komoře.

6.4 Výsledky

6.4.1 Zpracování výsledků

Pro zpracování výsledků jsou použity dva postupy.

Při sledování časové odezvy jsou vytvořeny po jedné minutě body, kde se integruje odezva od ^{218}Po (nebo $^{218}\text{Po} + ^{214}\text{Po}$) z předchozích 30-ti minut. Následně je každých 15 minut udělaný průměr (± 7 bodů) pro snížení přirozeně vysoké variability odezvy. Volbou doby po jakou integrujeme odezvu a metody hlazení křivky lze optimalizovat variabilitu detekovaných částic a rychlost odezvy.

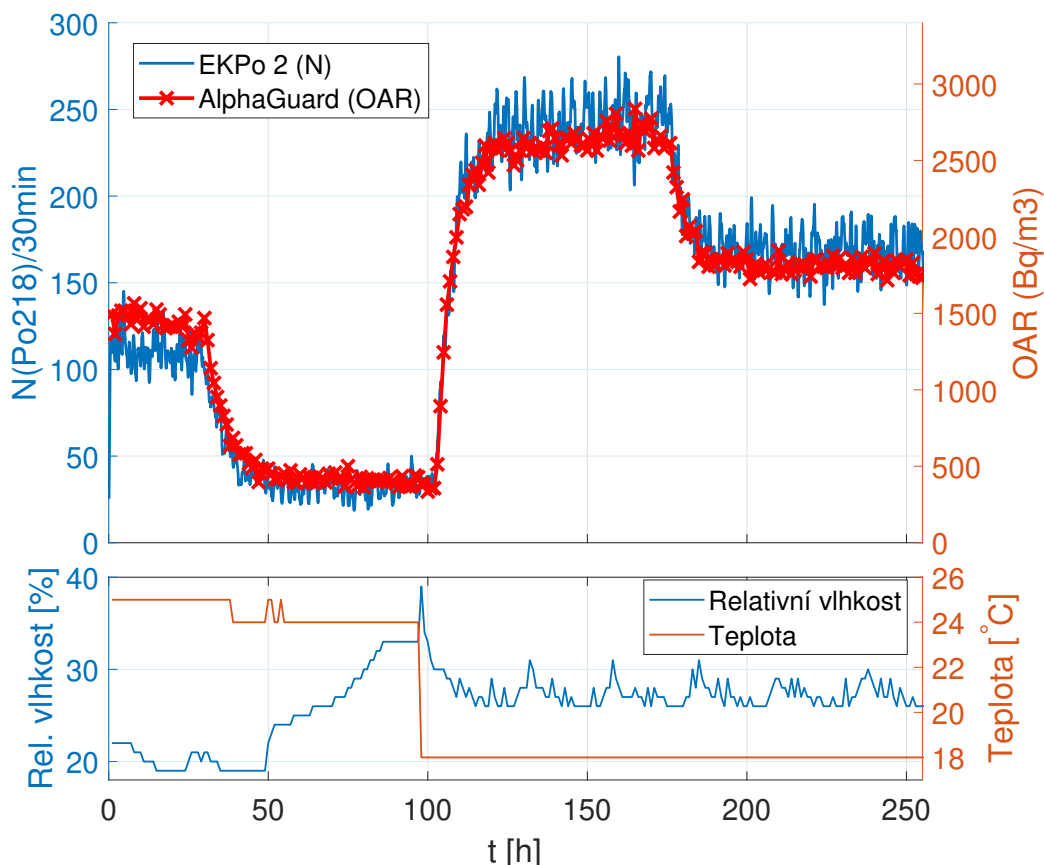
Pro výpočet citlivosti zařízení EKPo 2 v závislosti na různých parametrech (primárně OAR, dále vlhkosti a teplotě) je měření rozdělené na několik úseků, kde podle měřidla AlphaGuard byla objemová aktivita radonu stálá. V měření, ve kterém se měnilo primárně OAR v komoře, jsou takové oblasti čtyři.

Citlivost je následně určena jako poměr celkového počtu impulsů odpovídajících $^{218}\text{Po}^2$ a součinu doby měření (v hodinách) a objemové aktivity radonu. Citlivost je získána v rozměru $\text{cph}/(\text{Bq}/\text{m}^3)$.

6.4.2 Vývoj radonu v komoře

Časová závislost OAR v komoře měřená pomocí měřidla AlphaGuard je znázorněna na grafu na obr. 6.2, kde je vyobrazen i vývoj teploty a relativní vlhkosti. Lze vidět, že po dobu dvou dnů je hodnota OAR konstantní, pak se změní rychlost přísunu radonu nebo rychlost výměny vzduchu v radonové komoře a následuje

²Nebo součtu impulsů od ^{218}Po a ^{214}Po .



Obrázek 6.2: Graf zobrazující odezvu EKPo 2 a průběh OAR v radonové komoře v závislosti na čase.

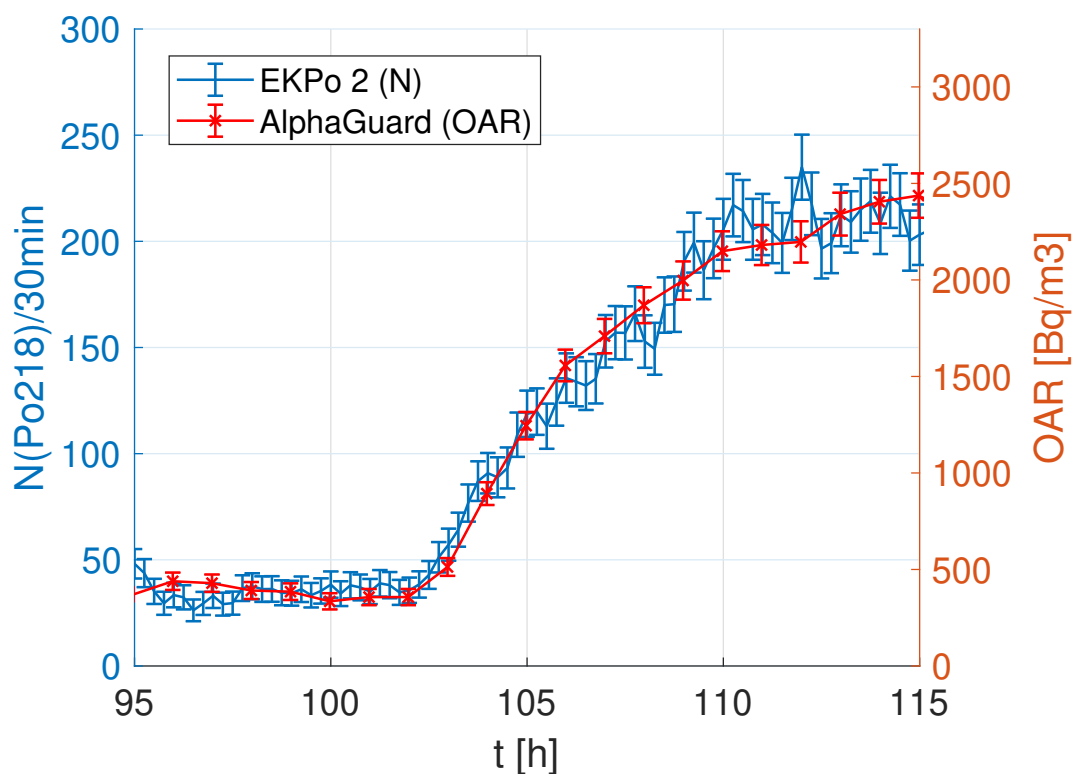
exponenciální přibližování k maximální koncentraci radonu za daných podmínek. Plánována byla tři měření při různých hladinách OAR. První měření (1470 Bq/m^3) je pozůstatek nepovedených měření, ze kterých se povedlo zachránit pouze posledních 18 hodin.

Odezva EKPo 2 kopíruje odezvu zařízení AlphaGuard. Protože AlphaGuard dělá záznam odezvy po hodině, tak nelze přesněji odhadnout rychlost odezvy EKPo 2. Jakmile AlphaGuard zaznamená významnou změnu OAR, tak ji zaznamená i zařízení EKPo 2. To je znázorněno na grafu na obr. 6.3, kde je přiblížená oblast, ve které dochází k nárůstu OAR.

6.4.3 Analýza citlivosti

Citlivost byla určována ve čtyřech časových úsecích konstantního OAR. Během experimentu byla během prvních 100 hodin jiná (vyšší) teplota než ve zbytku experimentu. Změna vlhkosti v průběhu experimentů byla relativně malá, ale mohla by mít vliv na citlivost. Citlivost byla sledována jak pro ^{218}Po , tak pro sumu ^{218}Po a ^{214}Po .

Do analýzy jsou zahrnuta i měření se změnou vlhkosti. Jedná se o měření s OAR 928 Bq/m^3 (74 %) a 1267 Bq/m^3 (27 %).

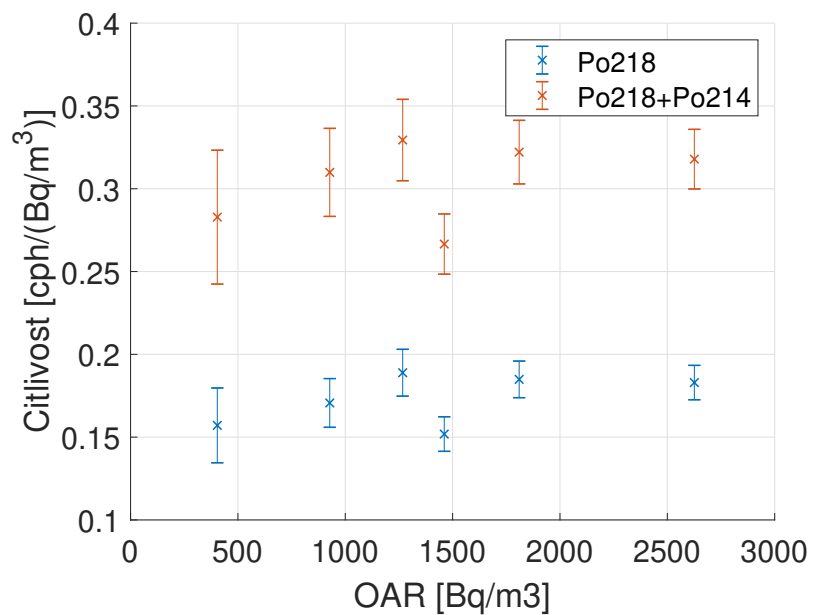


Obrázek 6.3: Graf zobrazující odezvu EKPo 2 a průběh OAR v radonové komoře v závislosti na čase v krátkém časovém úseku, kde dochází k nárůstu OAR.

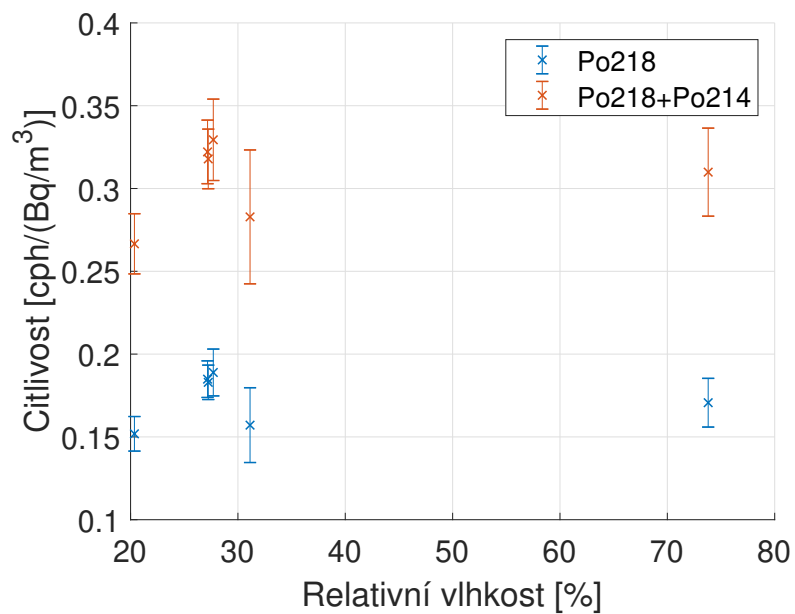
Citlivost v závislosti na OAR je možné vidět na obr. 6.4. Konkrétní hodnoty jsou uvedeny v tab. 6.1. Při nízkých OAR je citlivost určena s větší nejistotou než při vyšších (důsledek menšího množství detekovaných částic). Za účelem sledování závislosti citlivosti na dalších parametrech je vykreslena závislost citlivosti na vlhkosti (relativní na obr. 6.5 a absolutní na obr. 6.6) a na teplotě na obr. 6.7, které se v průběhu měření měnily a mohly mít efekt na citlivost.

Tabulka 6.1: Vypočtené citlivosti v závislosti na OAR v radonové komoře.

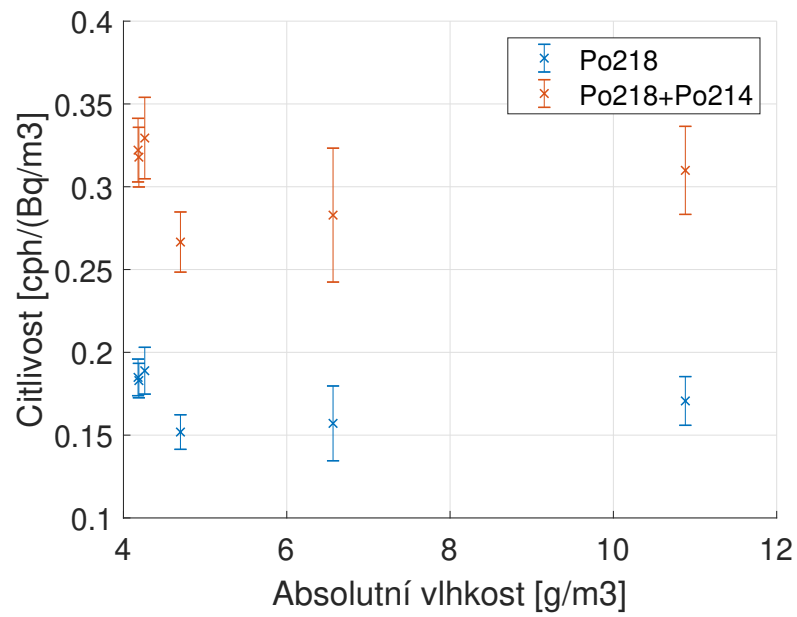
OAR (Bq/m ³)	²¹⁸ Po (cph/(Bq/m ³))	²¹⁸ Po+ ²¹⁴ Po (cph/(Bq/m ³))
403±57	0,157±0,023	0,283±0,041
928±79	0,171±0,015	0,310±0,027
1267±94	0,189±0,014	0,330±0,025
1470±99	0,152±0,011	0,266±0,018
1810±107	0,185±0,011	0,322±0,019
2626±148	0,183±0,011	0,318±0,018



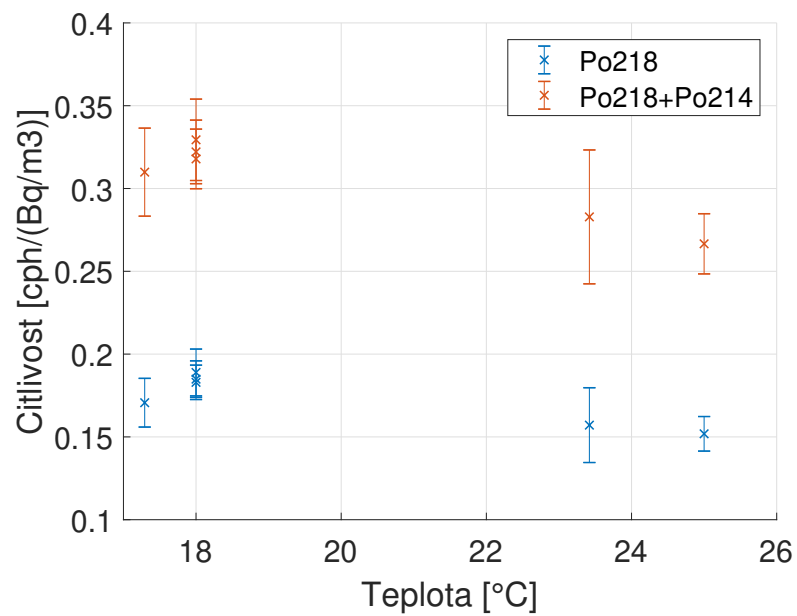
Obrázek 6.4: Závislost citlivosti EKPo 2 na OAR.



Obrázek 6.5: Závislost citlivosti EKPo 2 na relativní vlhkosti.



Obrázek 6.6: Závislost citlivosti EKPo 2 na absolutní vlhkosti.



Obrázek 6.7: Závislost citlivosti EKPo 2 na teplotě.

6.5 Diskuze výsledků

Nejdřív bude diskutována citlivost v režimu počítání samotného ^{218}Po . Dle předpokladů je citlivost nižší než předpovězená teorií. Většina vypočtených citlivostí se pohybuje v oblasti $0,18 \text{ cph}/(\text{Bq}/\text{m}^3)$. Citlivost je nejnižší při OAR $403 \text{ Bq}/\text{m}^3$ a roste se zvyšujícím se OAR. Výjimkou je měření v $1470 \text{ Bq}/\text{m}^3$ (relativní vlhkost 21 %, teplota $17,3^\circ\text{C}$), kde je citlivost na podobné úrovni, jako při měření v $403 \text{ Bq}/\text{m}^3$. Měření při $1470 \text{ Bq}/\text{m}^3$ je pozůstatek po nezdařeném měření a vzniklo z výrazně kratšího časového intervalu. Proto není mu proto přiložena velká váha. Při porovnání závislosti citlivosti na jiných parametrech nelze v nasbíraném vzorku dat určit jednoznačnou závislost.

Během měření ve vysoké relativní vlhkosti nebyl pozorovaný výrazný pokles citlivosti. Na grafu na obr. 6.5 lze vidět, že citlivost s relativní vlhkostí nejdříve naroste a pak až ve velmi vysoké relativní vlhkosti klesne. Pokles citlivosti ve vysoké relativní vlhkosti je srovnatelný s nejistotou měření. V experimentech se nepodařilo udržet všechny ostatní parametry konstantní. Protože docházelo i ke změně teploty, byla vykreslena závislost na absolutní vlhkosti, ale není pozorována monotónní závislost mezi citlivostí a absolutní vlhkostí.

Zajímavá je závislost na teplotě na obr. 6.7. S výjimkou hodnoty s nejnižší teplotou se zdá, že citlivost detektoru klesá s rostoucí teplotou. Pokles citlivosti v bodech vyšší teploty je zároveň spojen s nižší objemovou aktivitou radonu (jedno z těchto měření je zmiňované měření s OAR $1470 \text{ Bq}/\text{m}^3$). Tato nepatrná závislost nejspíše vznikla náhodou.

Podobné závislosti se vyskytují při sečtení odezvy od ^{218}Po a ^{214}Po . Hodnoty citlivosti jsou určeny s podobnou relativní chybou jako u odezvy pouze od ^{218}Po . Společné odezvy od ^{218}Po a ^{214}Po by šlo využít pro určení OAR s menší chybou.

Nejvyšší vliv na citlivost má OAR, kdy v nízkých objemových aktivitách radonu je citlivost zařízení nižší. Zároveň citlivost zařízení nejspíše klesá s relativní vlhkostí, ale pokles je relativně malý i pro velký nárůst vlhkosti (srovnatelný s nejistotou měření na hladině jednoho sigma).

Dále by bylo vhodné sledovat vliv jednotlivých parametrů prostředí a rozšířit měřené objemové aktivity do nižších OAR (pod $400 \text{ Bq}/\text{m}^3$). To by pomohlo vysvětlit nízkou citlivost zařízení při $400 \text{ Bq}/\text{m}^3$.

Důvodem nízké citlivosti při nízkém OAR může být pomalá difúze radonu do sběrného objemu. Při pomalé difúzi může docházet k rovnováze mezi difundujícím radonem a přeměňujícím se radonem. OAR se pak ustálí ve sběrném objemu na nižší úrovni než v okolí EKPo 2. S výjimkou umístění zařízení do nízkého OAR by tato hypotéza byla možná ověřit zvýšením difúze do sběrného objemu (například zvětšením množství otvorů v polokouli).

Citlivost EKPo v experimentech provedených v bakalářské práci [7] byla zpětně určena přibližně $0,11 \pm 0,03 \text{ cph}/(\text{Bq}/\text{m}^3)$. Z toho vyplývá citlivost zařízení EKPo 2 je výrazně vyšší a úpravy designu úspěšně zvýšily citlivost.

Rychlost odezvy byla srovnatelná s rychlostí odezvy zařízení AlphaGuard v použitém režimu, kde se ukládal záznam OAR každou hodinu. Jakmile AlphaGuard

pozoroval v hodinovém režimu nárůst OAR, sledovalo jej i EKPo 2 (dokonce dříve díky půlhodinovému intervalu vyhodnocení³ EKPo 2). Pro lepší vyhodnocení by bylo potřeba AlphaGuard používat v nastavení s rychlejší odezvou.

³Zvolená metoda vyhodnocení může mít zásadní vliv na čas ke kterému je přiřazena měřená OAR.

Kapitola 7

Závěr

Práce je rozdělena na několika menších celků a ty dohromady tvoří část konstrukce (modifikace) zařízení, jehož cílem je měřit objemovou aktivitu radonu (výchozí zařízení se jmenuje EKPo, modifikovaná varianta EKPo 2). EKPo a EKPo 2 funguje na základě elektrostatického sběru iontů polonia (^{218}Po) a následné detekce jejich radioaktivní přeměny pro výpočet objemové aktivity radonu. V práci jsou popsány základní vlastnosti radonu a je představena radonová problematika.

Prvním krokem je návrh simulace, jejíž cílem je studovat vlastnosti EKPo, zjistit, kde jsou jeho nedostatky a pomoci navrhnout EKPo 2. Simulace se zabývá sběrem iontů ^{218}Po v zařízení EKPo a EKPo 2. Pro účely charakterizace zařízení je vytvořen Monte Carlo model popisující transport kladně nabitého ^{218}Po ve vzduchu. Následně jsou shrnuty výsledky simulací a z nich jsou vyvozeny závěry pro simulované zařízení EKPo. Primárně je sledována účinnost sběru iontů uvnitř zařízení. Sekundárně je sledována efektivita geometrie EKPo, doba sběru iontů a místo dopadu nesebraných iontů. Z výsledků vyplývá, že geometrie EKPo není ideální pro elektrostatický sběr iontů hlavně z důvodu umístění detektoru radioaktivních přeměn pod rovinu polokoule. Na základě těchto výsledků je navržen model EKPo 2, u kterého byl studován vliv úpravy sklonu podstavy. Další úpravy EKPo 2 jsou posunutí detektoru alfa částic do roviny podstavy a rozšíření plochy vodivého laku pro připojení sběrného napětí. V práci je odhadnuto, že v geometrii EKPo je maximální hodnota faktoru účinnosti sběru kladně nabitých iontů ^{218}Po mezi 0,50 a 0,55 při zanedbání neutralizace iontů polonia během jejich sběru. Hodnota sběru iontů v novém EKPo 2 by měla být v rozmezí 0,90 a 0,95.

Dále je představen detekční modul založený na čipu PH32 a je sledován vliv struktur na křemíkovém senzoru na detekci a spektrometrii alfa částic. Odezva detektoru je sledována v programu SRIM a experimentálně měřena na urychlovači částic. Z výsledků simulací v programu SRIM vychází, že v důsledku přítomnosti metalových struktur na povrchu křemíkového senzoru dochází ke vzniku dvou píků ve spektrech monoenergetických alfa částic. Poměr poloh píků ve spektrech pro vyšší energie alfa částic (více než 2,5 MeV) je ve schodě s experimenty s radionuklidovým zdrojem i na urychlovači částic.

Dále z výsledků simulací vychází, že minimální energie alfa částice, která má dosah na kraj vyprázdněné (citlivé) části senzoru je 2167 keV. Částice o nižší energii

nebude možné použitým detektorem spolehlivě zaznamenat. Pomocí simulací, během kterých je měněn úhel dopadu alfa částice o energii odpovídající přeměně ^{218}Po , bylo zjištěno, že při použití diskriminační hladiny pro separaci ^{218}Po 34,5 % polohy píku 6002 keV je detekováno $D = 0,338$ přeměn ^{218}Po zachycených na povrchu senzoru.

Na základě parametrů EKPo 2 určených ze simulací je předpovězena citlivost měřicího zařízení až $0,25 \text{ cph}/(\text{Bq}/\text{m}^3)$. V experimentu je určena citlivost sestaveného měřicího zařízení přibližně $0,18 \text{ cph}/(\text{Bq}/\text{m}^3)$. Pro nízké objemové aktivity radonu je pozorována citlivost nižší. Vliv relativní vlhkosti v provedených experimentech je srovnatelný s nejistotou měření.

Při porovnání citlivosti starého a nového zařízení lze vyhodnotit, že navržené úpravy v nové variantě úspěšně zvyšují citlivost měřicího přístroje.

Dále je potřeba podrobněji sledovat vliv atmosférických parametrů na citlivost zařízení a vytvořit robustní algoritmus pro vypočtení objemové aktivity radonu měřených dat. Pro kompletní dokončení měřidla je potřeba integrovat zdroj vysokého napětí a čip (a paměť) schopný vypočítat objemovou aktivitu radonu přímo do EKPo 2 a ukládat ji bez potřeby neustálého připojení k PC.

Literatura

- [1] *Zákon č. 263/2016 Sb., Atomový zákon* 2016.
- [2] Radonový program České republiky *Radon v ČR* [online].[cit. 15.4.2020] URL <<https://www.radonovyprogram.cz/radon-v-cr/>>.
- [3] Zeeb, H.; Shannoun, F. *WHO Handbook on indoor radon: A public health perspective* World Health Organization 2009 ISBN 978 92 4 154767 3 URL <https://www.who.int/ionizing_radiation/env/radon/en/index1.html>.
- [4] Havranek, M.; Janoška, Z. *Design documentation of the integrated circuits PH32 v5* 2016.
- [5] Janoska, Z.; Carna, M.; Havranek, M.; aj. *Measurement of ionizing particles by the PH32 chip* in *2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)* IEEE 10 2015 ISBN 978-1-4673-9862-6 s. 1–5 doi:10.1109/NSSMIC.2015.7581968.
- [6] Janoska, Z.; Carna, M.; Havranek, M.; aj. *Measurement of ionizing particles by the PH32 chip 2015 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, NSS/MIC 2015* 10 2016 doi:10.1109/NSSMIC.2015.7581968.
- [7] Kaschner, M. *Využití segmentovaných polovodičových detektorů pro měření radonu*. Bakalářská práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2019.
- [8] Wilkening, M. *Radon in the environment* New York: Elsevier 1990 ISBN 0-444-88 163-8.
- [9] NCRP Report no. 97 *Measurement of Radon and Radon Daughters in Air* Technická zpráva National Council on Radiation Protection and Measurements Bethesda, Maryland 1988.
- [10] Badino, G. *THE LEGEND OF CARBON DIOXIDE HEAVINESS* *Journal of Cave and Karst Studies* ročník 71 209: s. 100–107.
- [11] Thomas Jefferson National Accelerator Facility - Office of Science Education *It's Elemental - The Element Radon* 2018 URL <<https://education.jlab.org/itselemental/ele086.html>>.
- [12] Lieberman, E. B. *Radon Solubility in Water as a Function of Salinity and Temperature* Dizertační práce The Florida State University 2013.

- [13] Jobbágy, V.; Altitzoglou, T.; Malo, P.; aj. *A brief overview on radon measurements in drinking water* *Journal of Environmental Radioactivity* ročník 173 7 2017: s. 18–24 ISSN 18791700 doi:10.1016/j.jenvrad.2016.09.019 URL <<http://dx.doi.org/10.1016/j.jenvrad.2016.09.019>>.
- [14] Ojovan, M.; Lee, W. *Naturally Occurring Radionuclides in An Introduction to Nuclear Waste Immobilisation* Elsevier 2014 ISBN 9780080993928 s. 31–39 doi: 10.1016/B978-0-08-099392-8.00004-8 URL <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/B9780080993928000048>>.
- [15] Chu, S. Y. F.; Ekström, L. P.; Firestone, R. B. *Decay data search* 1999 URL <<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>>.
- [16] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY IAEA *Safety Glossary: 2018 Edition* Vienna: IAEA 2019.
- [17] NCRP Report no. 94 *Exposure of the Population in the United States and Canada from Natural Background Radiation* Technická zpráva National Council on Radiation Protection and Measurements Bethesda, Maryland 1987.
- [18] Lide, D. R.; Berger, L.; Holden, N.; aj. *CRC Handbook of chemistry and physics* 84 Edition. Boca Rato, Florida: CRC Press 2003.
- [19] Wilkening, M. *Radon-222 from the Island of Hawaii: Deep Soils Are More Important than Lava Fields or Volcanoes* *Science* ročník 183, č. 4123 1974: s. 413–415.
- [20] SÚJB *Stanovení radonového indexu pozemku přímým měřením* 2013 URL <https://www.sujb.cz/fileadmin/sujb/docs/dokumenty/publikace/130301_doporuceni_rip.pdf>.
- [21] *Vyhláška 76/1991 Sb. Vyhláška ministerstva zdravotnictví České republiky o požadavcích na omezování ozáření z radonu a da...*
- [22] Státní ústav radiační ochrany v.v.i. *Podrobné informace o RADONU v používané vodě* [online].[cit. 12.3.2019] URL <<https://www.suro.cz/cz/prirodnioz/obecne-informace/radon-ve-vode/podrobne-informace-o-radonu-v-pouzivane-vode>>.
- [23] Prouza, Z. *Metodika pro stanovení radonvého indexu pozemku* 2004 URL <https://www.sujb.cz/fileadmin/sujb/docs/dokumenty/publikace/MP_metodikaBCAEF_04.pdf>.
- [24] Jiránek, M. *Opatření proti radonu vhodná ke svépomocné realizaci ve stávajících budovách* Praha: SÚJB 2014 ISBN 978-80-05597-7 URL <https://www.radonovyprogram.cz/fileadmin/radonovyprogram/clanky/rekonstrukce/opatreni-proti-radonu_svepomoc.pdf>.
- [25] Tollefsen, T.; Cinelli, G.; Bossew, P.; aj. *From the European indoor radon map towards an atlas of natural radiation. Radiat Prot Dosimetry. Radiation protection dosimetry* 2014 doi:10.1093/rpd/ncu244.

- [26] Barnet, I.; Mikšová, J.; Procházka, J. *Mapa měření objemové aktivity radonu v bytech* 2010. [online].[cit. 24.2.2019] URL <<https://www.radonovyprogram.cz/radon-v-cr/>>.
- [27] Manová, M.; Matolín, M. *Radiometrická mapa ČR 1995*. [online].[cit. 24.2.2019] URL <<http://www.geology.cz/extranet/vav/geologicka-rizika/radon>>.
- [28] Hinds, W. C. *Aerosol technology: properties, behaviour, and measurement of airborne particles*. 2nd Edition. New York: John Wiley & Sons 1998 ISBN 0471194107.
- [29] National Research Council *Health Effects of Exposure to Radon: BEIR VI* Washington, D.C.: The National Academies Press 1999 doi:10.17226/5499.
- [30] Darby, S.; Hill, D.; Auvinen, A.; aj. *Radon in homes and risk of lung cancer: collaborative analysis of individual data from 13 European case-control studies British Medical Journal* 2005 doi:10.1136/bmj.38308.477650.63 URL <www.ctsu.ox.ac.uk/radonmethods>.
- [31] Darby, S.; Hill, D.; Auvinen, A.; aj. *Residential radon and lung cancer—detailed results of a collaborative analysis of individual data on 7148 persons with lung cancer and 14 208 persons without lung cancer from 13 epidemiologic studies in Europe Scandinavian Journal of Work, Environment & Health* ročník 32 2006: s. 1–84.
- [32] Krewski, D.; Lubin, J. H.; Zielinski, J. m.; aj. *Residential Radon and Risk of Lung Cancer: A Combined Analysis of 7 North American Case-Control Studies Epidemiology* ročník 16 2005: s. 137–145.
- [33] Krewski, D.; Lubin, J. H.; Zielinski, J. M.; aj. *A combined analysis of north American case-control studies of residential radon and lung cancer Journal of Toxicology and Environmental Health - Part A* ročník 69, č. 7-8 4 2006: s. 533–597 ISSN 15287394 doi:10.1080/15287390500260945.
- [34] Řeřicha, V.; Kulich, M.; Řeřicha, R.; aj. *Incidence of leukemia, lymphoma, and multiple myeloma in Czech Uranium Miners: A case-cohort study Environmental Health Perspectives* ročník 114, č. 6 6 2006: s. 818–822 ISSN 00916765 doi:10.1289/ehp.8476 URL <[pmc/articles/PMC1480508/?report=abstracthttps://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC1480508/](https://pubmed.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC1480508/)>.
- [35] Shi, B.; Hopke, P. K. *Study of neutralization of ^{218}Po ions by small-ion recombination in O_2 , Ar, and N_2 Health Physics* ročník 61, č. 2 8 1991: s. 209–214 ISSN 15385159 doi:10.1097/00004032-199108000-00004.
- [36] Porstendorfer, J.; Mercer, T. T. *Influence of electric charge and humidity upon the diffusion coefficient of radon decay products Health Physics* 1979 ISSN 15385159 doi:10.1097/00004032-197908000-00001.

- [37] Wellisch, E. *LII. The distribution of the active deposit of radium in an electric field .—II The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* ročník 26, č. 154 10 1913: s. 623–635 ISSN 1941-5982 doi: 10.1080/14786441308635009.
- [38] Pagelkopf, P.; Gründel, M.; Porstendörfer, J. *The charged fraction of the ^{218}Po ions in air under environmental conditions* *Radioactivity in the Environment* ročník 7, č. C 2005: s. 448–453 ISSN 15694860 doi:10.1016/S1569-4860(04)07052-4.
- [39] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurement* 4th Edition. New York: Wiley 2010 ISBN 9780470131480.
- [40] Busigin, A.; Van der Vooren, A. W.; Babcock, J. C.; aj. *The nature of unattached RaA (^{218}Po) particles* *Health Physics* 1981 ISSN 15385159 doi: 10.1097/00004032-198103000-00007.
- [41] Chuf, K. D.; Hopke, P. K. *Neutralization Kinetics for Polonium-218* *Environmental Science and Technology* ročník 22, č. 6 6 1988 ISSN 15205851 doi: 10.1021/es00171a016.
- [42] Taylor, L. R.; Press, W. H.; Flannery, B. P.; aj. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing (2nd Edition)* Cambridge: Cambridge University Press 1992 ISBN 0 521 43108 5.
- [43] Einstein, A. *Investigations on the Theory of the Brownian Movement*. Dover Publications 1928 ISBN 0-486-60304-0 doi:10.2307/2298685.
- [44] Seymour, D. *Monte Carlo Simulations of Polonium Drift from Radon Progeny in an Electrostatic Counter* Dizertační práce Providence RI 02912, USA, Brown University 2017.
- [45] Beauchamp, E. *RADON REMOVAL FROM GASEOUS XENON FOR THE ENRICHED XENON OBSERVATORY* Dizertační práce Laurentian Iniversity 3 2014 URL <<https://zone.biblio.laurentian.ca/jspui/handle/10219/2148>>.
- [46] Ziegler, J. *James Ziegler - SRIM & TRIM* URL <<http://www.srim.org/>>.
- [47] Nolan, P. J. *The recombination law for weak ionization* *Nature* ročník 148, č. 3740 1941: str. 26 ISSN 00280836 doi:10.1038/148026a0.
- [48] Hopke, P. K. *The initial behavior of ^{218}Po in indoor air* *Environment International* ročník 15, č. 1-6 1 1989: s. 299–308 ISSN 01604120 doi:10.1016/0160-4120(89)90042-1.
- [49] Goldstein, S. D.; Hopke, P. K. *Environmental neutralization of polonium-218* *Environmental Science & Technology* ročník 19, č. 2 2 1985: s. 146–150 doi: 10.1021/es00132a006.

- [50] ČHMÚ *NO₂-AREPA Podrobný přehled imisních hodnot pro měřicí program 2018* URL <http://portal.chmi.cz/files/portal/docs/uoco/isko/tab_roc/2018_enh/pollution_overview/mp_AREPA_NO2_CZ.html>.
- [51] MATLAB *version 9.4.0.813654 (R2018a)* 2018.
- [52] Lutz, G. *Semiconductor Radiation Detectors* 1st Edition. Berlin: Springer 1999 ISBN 978-3-540-71678-5.
- [53] Český metrologický institut *Katalog výrobků ČMI - OI Praha* [online].[cit. 30.4.2019] URL <<https://www.cmi.cz/download>>.
- [54] Janoska, Z.; Benka, T.; Havranek, M.; aj. *Time of flight measurements with the PH32 chip* *Journal of Instrumentation* ročník 14, č. 04 4 2019 ISSN 1748-0221 doi:10.1088/1748-0221/14/04/C04004.
- [55] Ziegler, J. *SRIM Intro* URL <<http://www.srim.org/SRIM/SRIMINTRO.htm>>.
- [56] Ziegler, J.; Biersack, J.; Ziegler, M. *SRIM - The stopping and range of ions in matter* 5th Edition. Chester: SRIM Co. 2008 ISBN 978-0-9654207-1-6.
- [57] Wilson, W. D.; Haggmark, L. G.; Biersack, J. P. *Calculations of nuclear stopping, ranges, and straggling in the low-energy region* *Physical Review B* ročník 15, č. 5 3 1977: s. 2458–2468 ISSN 0556-2805 doi:10.1103/PhysRevB.15.2458 URL <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.15.2458>>.
- [58] Bragg, W. H.; Kleeman, R. *On the α particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules* *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* ročník 10, č. 57 9 1905: s. 318–340 ISSN 1941-5982 doi:10.1080/14786440509463378 URL <<https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/14786440509463378>>.
- [59] Lodhi, A. S.; Powers, D. *Energy loss of alfa particles in gaseous C-H and C-H-F compounds* *Physical Review A* ročník 10, č. 6 12 1974: s. 2131–2140 ISSN 0556-2791 doi:10.1103/PhysRevA.10.2131 URL <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.10.2131>>.
- [60] Kinchin, G. H.; Pease, R. S. *The displacement of atoms in solids by radiation* 1955 doi:10.1088/0034-4885/18/1/301.
- [61] *Tandetron 4130 MC - Ústav jaderné fyziky AV ČR* URL <<http://www.ujf.cas.cz/cs/oddeleni/oddeleni-neutronove-fyziky/instruments/tandetron.html>>.
- [62] *Vyhlášku č. 422/2016 Sb., Vyhláška o radiační ochraně a zabezpečení radionuklidového zdroje* 2016.
- [63] *AlphaGUARD Professional Radon Monitor | Bertin Instruments* URL <<https://www.bertin-instruments.com/product/radon-professional-monitoring/radon-alphaguard/>>.